PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 16 — 15. August 1938 — Redaktionsschluß für Nr. 18 am 1. September 1938 — 39. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

E. Justi und H. Scheffers, Über die elektrische Leitfähigkeit von Bleikristallen bei tiefen Temperaturen in starken magnetischen Querfeldern. S. 591.

H. Ebert und A. Kußmann, Über den Einfluß allseitigen Druckes auf die Curietemperatur. S. 598.

H. Bey, Aufladepotentiale elektronenbestrahlter Leuchtmassen. S. 605.

J. Schintlmeister, Eine Methode zur Bestimmung der Richtung und zur Unterscheidung von α- und H-Strahlen in einer Ionisationskammer. S. 612.

P. Debye, Die paramagnetische Relaxation. S. 616.

E. Plessing, Zur Struktur polierter Metallflächen. S. 618.

O. Bronder, Bemerkung zu einer Arbeit von C. Tingwaldt: „Die Absorption der Kohlensäure im Gebiete der Bande $\lambda = 4.3\,\mu$ zwischen 300° und 1000° abs.", sowie zu einer Arbeit von A. Schack: Über die Strahlung der Feuergase und ihre praktische Berechnung". S. 620.

Besprechungen:

K. Büttner, Physikalische Bioklimatologie. S. 622.

Spezialarbeiten aus dem Geophysikalischen Institut und Observatorium der Universität Leipzig. Bd. 8. S. 622.

Berichtigung. S. 622.

Nachrichten. S. 622.

ABHANDLUNGEN

Über die elektrische Leitfähigkeit von Bleikristallen bei tiefen Temperaturen in starken magnetischen Querfeldern

Von E. Justi und H. Scheffers

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

§ 1. Einleitung

In mehreren Veröffentlichungen über das galvanomagnetische Verhalten kubischer Metallkristalle (1, 2, 3) haben wir nachgewiesen, daß die Widerstandszunahme dieser Metalle stets mehr oder weniger von dem Winkel zwischen dem magnetischen Querfeld und den Kristallachsen abhängt, und daß sich durch Beachtung der daraus folgenden anisotropen Bindung der Elektronen der unerwartet hohe Betrag der Widerstandsvermehrung erklären läßt. Nach *Au*, *Ag*, *Cu* und *W*, wobei wir relative Widerstandszunahmen von über 10^4 erzeugen konnten, haben wir in *Al* erstmalig einen Supraleiter untersucht. Die merkwürdigen galvanomagnetischen Eigenschaften der *Al*-Kristalle wie ihre geringe elektrische Anisotropie und Widerstandszunahme, sowie das Absinken der magnetischen Widerstandszunahme bei abnehmender Temperatur, legten die Frage nahe, ob ein solches Verhalten vielleicht allgemein kennzeichnend für alle Supraleiter sei, so daß man aus dem galvanomagnetischen Verhalten im normalleitenden Zustand auf möglichen Eintritt der Supraleitung schließen könnte, wobei stillschweigend vorausgesetzt erscheint, daß nicht alle Metalle bei beliebig tiefen Temperaturen supraleitend würden. Um diese Fragestellung experimentell zu prüfen, haben wir anschließend entsprechende Messungen an einem anderen kubisch-flächenzentrierten Supraleiter angestellt, und zwar an Blei, das umgekehrt wie *Al* eine sehr hohe Sprungpunkts- ($T = 7{,}3°$ abs.) und eine sehr niedrige Debyesche charakteristische Temperatur ($\Theta = 88°$) besitzt. Im folgenden berichten wir über die Herstellung, Reinheit und Orientierung unserer Bleikristalle, über die im Temperaturbereich von 1,7°–273° abs. bei magnetischen Querfeldern bis zu 31 000 Gauß in Abhängigkeit von der kristallographischen Richtung gemessenen Widerstände und diskutieren die Meßergebnisse.

§ 2. Reinheit, Herstellung und Orientierung der Bleikristalle

Die untersuchten Bleikristalle *Pb* 4 und *Pb* 10 wurden beide nach dem Bridgman-Verfahren durch langsames Erstarrenlassen einer Schmelze im Graphittiegel gewonnen; *Pb* 10 hat uns liebenswürdigerweise Herr Dr. Graf (Stuttgart) aus Kahlbaum-Blei „zur Analyse" hergestellt. Aus demselben Ausgangsmaterial hat Dr. Goens (4) eine größere Menge von Einkristallen gewonnen, von denen er uns *Pb* 4 zur Verfügung gestellt hat; dieser Kristall ist nach der röntgenographischen Untersuchung von Weerts (4) insofern ausgezeichnet, als bei ihm zufällig die Stabachse merklich parallel der [100-] Richtung (der Würfelkante) ist. (Die drei Winkel des

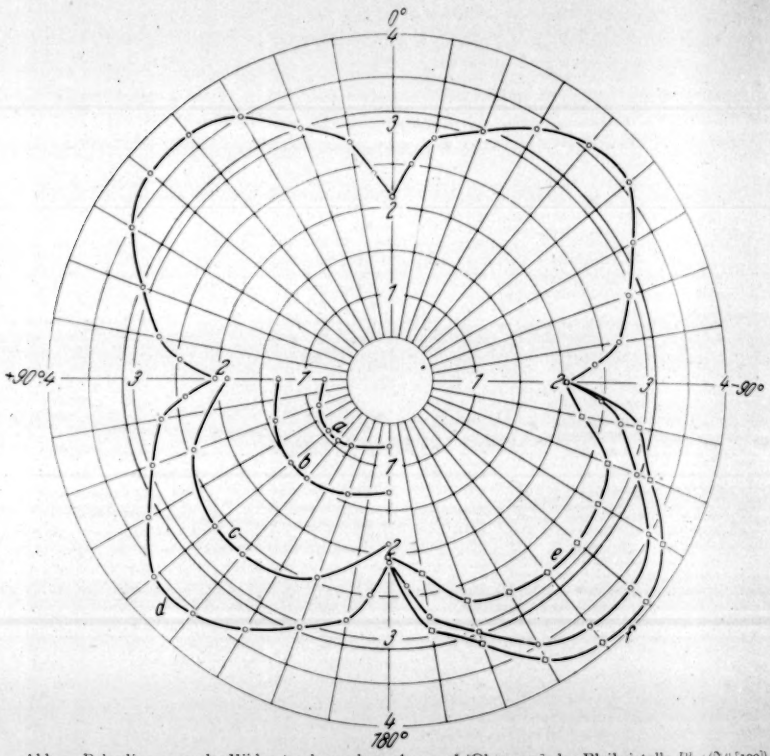

Abb. 1. Polardiagramm der Widerstandszunahme $\Delta\varrho_{\perp} \cdot 10^7$ [Ohm · cm] des Bleikristalls *Pb* 4 ($\mathfrak{H} \parallel$ [100]). a–d) Isothermen der Widerstandszunahme bei 4,22° abs., a) für $H_{\perp} = 8{,}1$ kG, b) für 12,7 kG, c) für 22,7 kG, d) für 31 kG, nach Zahlentafel II. Die Kurvenstücke e) und f) sind Isothermen für 1,90° abs., und zwar e) für 23,6 kG und f) für 31,0 kG.

Zahlentafel I

Eigenschaften der untersuchten Bleiproben und des idealen *Pb* ohne Magnetfeld. $\varrho_{273} = 1{,}93 \cdot 10^{-5}$ [Ohm · cm] ($\varrho_{\text{Rest}} = \varrho - \varrho_{Id}$)

	Pb 2	*Pb* 4	*Pb* 10	*Pb* (ideal)
Durchmesser (mm)	0,3	4,42	4,0	cm³-Würfel
Länge (mm)	50	50	48	—
Orientierung	polykrist.	[100]	~ [111]	polykrist.
$\varrho_{90°}/\varrho_{273°}$	0,02917	0,0386	0,0355	0,02905
$\varrho_{14°}/\varrho_{273°}$	0,0104	0,0185	0,0123	0,0103
$\varrho_{4,2°}/\varrho_{273°}$	0,000175	—	—	0,00002
$\varrho_{\text{Rest}}/\varrho_{273°}$ ($T = 20°$)	0,00012	0,0094	0,0063	—
$\varrho_{\text{Rest}}/\varrho_{273°}$ ($T = 14°$)	0,0001	0,0081	0,0019	—
$\varrho_{\text{Rest}}/\varrho_{273°}$ ($T = 4{,}22°$)	0,00015	—	—	—
Autoren	Meißner	Justi Scheffers	Justi Scheffers	Meißner

Richtungsunterschiedes betragen 5,9°, 84,1° und 89,7°.) Die ungünstige Beschaffenheit der Oberfläche von *Pb* 10 gestattet keine sichere Orientierungsbestimmung, jedoch kann man aus der annähernd sechszähligen Symmetrie des anisotropen Widerstandes (Abb. 2) entnehmen, daß

§ 3. Versuchsanordnung

Bei den Messungen an Blei wurde dieselbe Anordnung wie früher (1—3) für *Au*, *W* und *Al* benutzt; im Spalt der Ferrokobaltpolschuhe des großen Boas-Magneten [vgl. (2)] hing ein Vakuummantelgefäß aus 20er Jenaglas, das durch einen

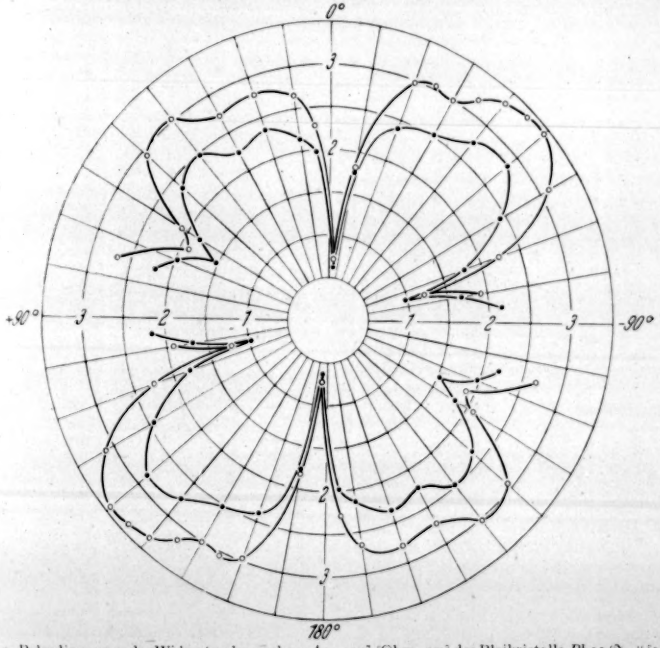

Abb. 2. Polardiagramm der Widerstandszunahme $\Delta\varrho_{\perp} \cdot 10^2$ [Ohm · cm] des Bleikristalls *Pb* 10 ($\mathfrak{H} \sim \| [111]$). Innere Kurve Isotherme für 4,22° abs. und $H_{\perp} = 31{,}0$ kG, äußere Kurve Isotherme für 1,79° abs. und $H_{\perp} = 31{,}0$ kG.

hier von den niedrigst indizierten Kristallrichtungen die Raumdiagonale [111] den geringsten Richtungsunterschied zur Stabachse hat. Beide Kristalle wurden mangels eines Vakuumofens in freier Atmosphäre hergestellt; daß ihr Restwiderstand höher ist (Zahlentafel I) als derjenige der polykristallinen getemperten Drähte von Meißner und Franz (5) aus reinstem Ausgangsmaterial, dürfte kaum auf chemischen Verunreinigungen beruhen, nachdem eine röntgenspektroskopische Analyse von *Pb* 10 keinerlei Verunreinigungen hat erkennen lassen[1]).

1) Für diese Analyse sind wir den Herren Dr. Beuthe u. Hohberg (Laboratorium für Röntgen- u. Spektralanalyse der PTR.) zu Dank verpflichtet.

Vakuummantel-Heber mit flüssigem Wasserstoff oder Helium gefüllt werden konnte. Bei den Messungen in flüssigem Helium wurde das Glasgefäß von einem metallenen Vakuummantelgefäß umgeben, das durch seine Füllung mit flüssigem Stickstoff die Verdampfungsgeschwindigkeit des Heliums wesentlich herabsetzte (Abb. 1, S. 701 von (2)). Die Widerstandsmessungen erfolgten wieder mit dem Dießelhorstschen fünfdekadigen Kompensator und dem Siemens-Supergalvanometer auf erschütterungsfreier Aufstellung mit 8 m Lichtweg; die magnetischen Feldstärken wurden mit dem Flußmesser von Hartmann und Braun und einer in der Reichsanstalt geeichten Tauchspule bestimmt. Um

Mitwandern der *Pb*-Kristalle beim Drehen des Elektromagneten zu verhindern, waren die Proben wieder zur Kompensation eines Drehmomentes rotationssymmetrisch montiert (Abb. 1a, S. 476 in (1); aber erst nachdem die Kupferfolienhülsen der Kristalle mit dem nicht verdampfenden und bei tiefen Temperaturen glasig erstarrenden Apiezonöl im Vakuummantelgefäß festgeklebt worden waren, konnten die Widerstandswerte für einen bestimmten Winkel trotz mehrmaliger Drehung des Magneten auf $^1/_{100}$ reproduziert werden.

§ 4. Ergebnisse der Widerstandsmessungen

Da Blei entsprechend seiner sehr niedrigen charakteristischen Temperatur ($\theta = 88°$) (5) stärkere Wärmeschwingungen ausführt als etwa Wolfram ($\theta = 385°$), so sollte es beträchtliche und anisotrope Widerstandszunahmen erst bei wesentlich tieferen Temperaturen aufweisen. Tatsächlich beobachteten wir auch bei 20° abs. für *Pb* 10 eine Widerstandszunahme im Querfeld $H_\perp = 31$ kG von nur $\Delta\varrho_\perp = 0{,}13 \cdot 10^{-7}$ [Ohm · cm], entsprechend einer relativen Widerstandsänderung von

$$\Delta\varrho_\perp/\varrho_{273} = 0{,}13 \cdot 10^{-7}/0{,}19 \cdot 10^{-4} = 0{,}068 \text{ Proz.},$$

wie sie Wolfram bereits im Temperaturgebiet der flüssigen Luft erreicht. Bei 14° abs., dem Erstarrungspunkt des Wasserstoffs, maßen wir in demselben Querfeld $\Delta\varrho_\perp = 0{,}24 \cdot 10^{-7}$, bzw. eine relative Widerstandszunahme von

$$\Delta\varrho_\perp/\varrho_{273} = 0{,}125 \text{ Proz.}$$

In befriedigender Übereinstimmung hiermit lieferte der andere Bleikristall *Pb* 4 bei 20° abs. $\varrho_\perp = 0{,}15 \cdot 10^{-7}$ bzw. $\Delta\varrho_\perp/\varrho_{273} = 0{,}079$ Proz. r.d bei 14° abs.

$$\Delta\varrho_\perp = 0{,}36 \cdot 10^{-7} \text{ bzw. } \Delta\varrho_\perp/\varrho_{273} = 0{,}19 \text{ Proz.}$$

Erst im Temperaturbereich des flüssigen Heliums, an dessen Siedepunkt Blei etwa dieselbe reduzierte Temperatur $T/\theta = 0{,}05$ erreicht wie *W* am H_2-Siedepunkt, nimmt die Widerstandszunahme stark und anisotrop zu, wie es die Zahlentafel II und die Abb. 1 für den [100]-Kristall *Pb* 4 erkennen lassen. Danach zeigt das Polardiagramm der Widerstandszunahme eine vierzählige Symmetrie und unterscheidet sich hierin von dem gleichfalls flächenzentrierten [100]-Goldkristall, der 8 Minima und 8 Maxima aufweist; hierdurch wird wiederum unsere Feststellung bestätigt, daß außer dem Kristallgitter auch die

Zahlentafel II

Elektrischer Widerstand $10^7 \cdot \varrho$ des [100]-Bleikristalls *Pb* 4 bei 4,22° abs. und $H_\perp = 31$ kG in Abhängigkeit vom Winkel zwischen Magnetfeld und der [100]-Kristallachse. Vgl. auch Abb. 1.

$\varphi(H, [100])$	$10^7 \cdot \varrho$	$\varphi(H, [100])$	$10^7 \cdot \varrho$
0	2,11	0	2,11
+ 5	2,39	− 5	2,50
+ 10	2,78	− 10	2,83
+ 20	3,08	− 20	3,06
+ 30	3,50	− 30	3,36
+ 40	3,68	− 40	3,57
+ 50	3,69	− 50	3,61
+ 60	3,50	− 60	3,25
+ 70	3,05	− 70	2,95
+ 80	2,75	− 80	2,71
+ 90	2,04	− 90	2,04

Elektronenanordnung, wie sie sich etwa im periodischen System der Elemente äußert, einen maßgeblichen Einfluß auf die Widerstandseigenschaften besitzt.

Es besteht aber auch keine weitergehende Übereinstimmung zwischen den Widerstandszunahmen des flächenzentrierten *Pb* und des ebenfalls vierzählig symmetrischen raumzentrierten *Wo* 2 (2), wie die Abb. 3 lehrt.

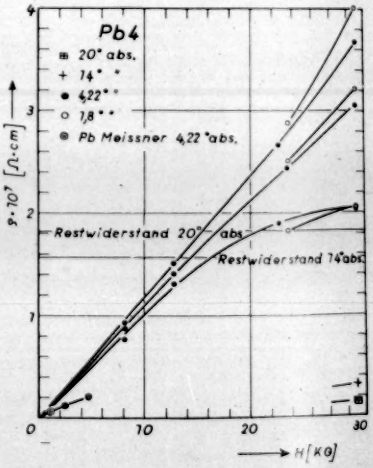

Abb. 3. Abhängigkeit der Widerstandszunahme $\Delta\varrho_\perp \cdot 10^7$ [Ohm · cm] des Bleikristalls *Pb* 4 ($\parallel$ [100]) von der Stärke des magnetischen Querfeldes $H_\perp$ [kG] bei verschiedenen Temperaturen; obere Kurve für ein Azimut höchster Widerstandszunahme, mittlere Kurve für ein Azimut mittlerer Widerstandszunahme, untere Kurve für ein Azimut niederster Widerstandszunahme bei 4,22° abs.

in der die Widerstandszunahme des *Pb* 4 für dieselbe Temperatur 4,22° in Abhängigkeit von der Feldstärke verzeichnet ist, und zwar für Winkel minimaler (0°) und annähernd maximaler (85°) sowie mittlerer (45°) Widerstandszunahme. Die Isothermen der Widerstandszunahme als Funktion der Feldstärke sind hiernach einander nicht ähnlich, wie im Falle des Wolfram, vielmehr steigen diese Kurven für ein Azimut maximaler Widerstandszunahme linear oder ein wenig schneller, für Azimute geringer Widerstandszunahme verzögert mit der Feldstärke an. Ähnlich wie bei Gold ist also der von uns definierte Anisotropiefaktor $\Delta\varrho_{max}/\Delta\varrho_{min}$ feldstärkeabhängig und zwar in demselben Sinne, daß er mit zunehmender Feldstärke anwächst. Dies gilt sowohl für die Isothermen bei 4,22° wie die bei 1,90° abs. (Heliumsiededruck etwa 18 mm *Hg*). Um diese Verminderung der Anisotropie bei sinkender Feldstärke und ihre Vermehrung bei sinkender Temperatur zu veranschaulichen, sind für einen Quadranten auch die entsprechenden Kurven in das Polardiagramm (Abb. 1) eingetragen.

Ähnliche Erscheinungen zeigen das Polardiagramm (Abb. 2) und die Kurven der Feldstärkenabhängigkeit der Widerstandszunahme (Abb. 4)

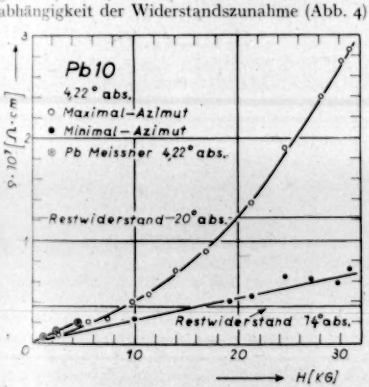

Abb. 4. Abhängigkeit der Widerstandszunahme $\Delta\varrho \cdot 10^7$ [Ohm · cm] des Bleikristalls *Pb* 10 ($\mathfrak{H} \sim \parallel [111]$) von der Stärke des magnetischen Querfeldes $H_\perp$ [kG] bei 4,22° abs. für ein Azimut höchster Widerstandszunahme (obere Kurve) und ein Azimut niederster Widerstandszunahme (untere Kurve).

für den schief orientierten Bleikristall *Pb* 10. Die innere Kurve ist eine Isotherme für 4,22° abs. bei $H_\perp = 31$ kG, während sich die äußere auf die Widerstandszunahme bei 1,79° abs. (Heliumsiededruck ≈ 12 mm *Hg*) bei derselben Feldstärke bezieht; danach wächst der Anisotropiefaktor wiederum bei sinkender Temperatur, denn die Widerstandsvermehrung bleibt im Minimalazimut unverändert und steigt im Maximalazimut beim Übergang von 4,22° auf 1,79° abs. Daß der Anisotropiefaktor bei sinkender Feldstärke abnimmt, geht aus der Abb. 4 hervor, denn hiernach nimmt die Widerstandsvermehrung im Minimalazimut ungefähr linear, im Maximalazimut beschleunigt mit der Stärke des magnetischen Querfeldes zu. Außer der Anisotropie der Widerstände, die der Bleikristall für verschiedene Winkel zwischen dem magnetischen Feld und den Kristallachsen zeigt, ist auch die Anisotropie der über alle Azimute gemittelten Widerstandszunahme $\overline{\Delta\varrho_\perp}$ zu beachten; mittelt man nämlich die Widerstandszunahmen, die sich bei der Drehung des Kristalls im magnetischen Querfeld um die [100]-Achse ergeben, so erhält man hierfür den Zahlenwert $\overline{\Delta\varrho_\perp} = 3{,}11 \cdot 10^{-7}$ [Ohm · cm] bei 4,22° abs. und 31 kG, während man für die Drehung um die $\sim$[111]-Achse $\overline{\Delta\varrho_\perp} = 2{,}17 \cdot 10^{-7}$ ermittelt. Eine solche Abhängigkeit des Absolutwertes der mittleren Widerstandszunahme $\overline{\Delta\varrho_\perp}$ von der kristallographischen Lage der Drehachse bzw. der hiermit zusammenfallenden Stromrichtung hatten wir schon bei Wolframkristallen gefunden; bei den Bleikristallen geht diese Anisotropie der $\overline{\Delta\varrho_\perp}$ insofern noch weiter, als nach den Abb. 3 und 4 die gemittelten Widerstandszunahmen $\overline{\Delta\varrho_\perp}$ für *Pb* 4 mit wachsender Feldstärke verzögert, für *Pb* 10 beschleunigt ansteigen, sich also auch qualitativ verschieden verhalten. Wir schließen hieraus, daß sich die Widerstandserscheinungen der Bleikristalle nicht durch Einordnung in die bisher untersuchten Leitfähigkeitstypen (*Au*, *Al*, *W*) beschreiben lassen.

In die Kurven der Widerstandszunahme in Abhängigkeit von der Feldstärke (Abb. 3, 4) sind auch Meßpunkte von Meißner (5) eingetragen, die sich auf reinsten polykristallinen Bleidraht bei 4,22° abs. und Querfelder bis zu 4,58 kG beziehen; die Meißnerschen Meßwerte stimmen insofern befriedigend mit unseren Zahlen überein, als sie zwischen unseren Kurven für *Pb* 4 und *Pb* 10 liegen.

Nachdem wir in den vorhergehenden Abhandlungen die Bedeutung des Restwiderstandes für die Widerstandsvermehrung untersucht hatten, besitzen wir nunmehr die nötigen experimentellen Unterlagen, um diese Frage auch für Blei zu erörtern; wie schon die Abb. 3 und 4 lehren, treten hier ganz merkwürdige Erscheinungen auf. Der Restwiderstand, definiert als die Differenz zwischen dem gemessenen und dem [von Meißner (5, 6)] berechneten idealen Widerstand, sinkt zwischen 20° und 14° abs. nach Zahlentafel I

für *Pb* 4 von $\varrho_{\text{Rest}}/\varrho_{273} = 0{,}0094$ auf 0,0081 und für *Pb* 10 von 0,0063 auf 0,0019, ist also keineswegs im Sinne der Mathiesenschen Regel temperaturunabhängig; ferner ersieht man aus diesen beiden Kurven, daß der Restwiderstand im Temperaturbereich des flüssigen Heliums noch erheblich weiter abgefallen ist; denn die $\Delta\varrho, H$-Kurven für 4,22° abs. besitzen mehrere Meßpunkte für niedere Feldstärken, die zweifelsfrei unterhalb des Restwiderstandes für 14° abs. liegen. Extrapoliert man nun nach dem Vorgang von Meißner (5) die $\Delta\varrho, H$-Kurven auf $H = 0$, was z. B. bei der obersten Kurve von *Pb* 4 wegen ihrer Linearität ohne Willkür geschehen kann, so gelangt man zu einem Wert von $\varrho_{T=4{,}22°,\,H=0}$ von höchstens $0{,}2 \cdot 10^{-7}$ [Ohm · cm] entsprechend einem Widerstandsverhältnis $\varrho_{4{,}22°}/\varrho_{273°} = 1 \cdot 10^{-3}$, das zugleich eine obere Grenze für den Restwiderstand darstellt. Der Restwiderstand bei 4,22° abs. beträgt also höchstens $^1/_{10}$ von demjenigen bei 14° abs.

Es bietet sich noch eine andere Möglichkeit, diesen feldfreien Widerstand $\varrho_{H=0}$ des normalleitenden, d. h. nicht supraleitenden *Pb* im Heliumgebiet zu ermitteln. Kohler (7) hat nämlich unter ganz allgemeinen Annahmen das Gesetz abgeleitet, daß die relative Widerstandsvermehrung $\Delta\varrho_{T,H}/\varrho_{T,H=0}$ in Abhängigkeit von Temperatur, Feldstärke und Restwiderstand lediglich eine Funktion von $H/\varrho_{T,H=0}$ ist, und er hat diese Regel an allen bekannten Messungen für *Al*, *W*, *Au*, *Mg*, *Cd*, *Hg*, *Cu* usw. ausnahmslos quantitativ bestätigt, so daß man an deren allgemeiner Gültigkeit nicht mehr zweifeln darf.

Sind also von den drei Größen $\Delta\varrho_{H,T}$, $\varrho_{T,H=0}$ und H zwei bekannt, so ist es grundsätzlich möglich, aus ihnen die dritte Größe zu bestimmen; wir benutzen jetzt unsere Messungen an Blei, um die Gültigkeit dieser Kohlerschen Beziehung zu prüfen und nach ihrer Bestätigung auch an Blei aus unseren Messungen für $\Delta\varrho_{T,H}$ und H den feldfreien Widerstand des normalleitenden *Pb* zu ermitteln.

Die Abb. 5 zeigt in doppelt logarithmischem Maßstab die relative Widerstandsänderung in Abhängigkeit von $H/\varrho_{T,H=0}$ für unsere Meßwerte an *Pb* 4 und *Pb* 10 sowie Meißners Zahlenwerte für sein reinstes polykristallines Blei. Seine Meßpunkte für 4,22° und die unseren für 20° und 14° abs. liegen in diesem Diagramm fest, da sich alle drei Bestimmungsstücke messen ließen; für unsere Meßpunkte bei 4,22° haben wir zunächst versuchsweise denselben feldfreien Widerstand $\varrho_{4{,}22°,\,H=0} = 3{,}38 \cdot 10^{-9}$ angenommen wie ihn Meißner messen konnte; wie man sieht, liegen dann trotz der erheblichen Temperaturänderung von 1 : 5 und der Feldstärkenänderung über eine Zehnerpotenz alle Meßpunkte von *Pb* 10 auf einer glatten Kurve. Ähnliches gilt von der oberen Kurve für *Pb* 4, die wegen der verschiedenen kristallographischen Orientierung dieser Probe nicht mit derjenigen für *Pb* 10 zusammenzufallen braucht. Die Meßpunkte von Meißner (5) für polykristallines Blei fallen in befriedigender Weise größtenteils zwischen die Zahlenwerte für die beiden *Pb*-Kristalle.

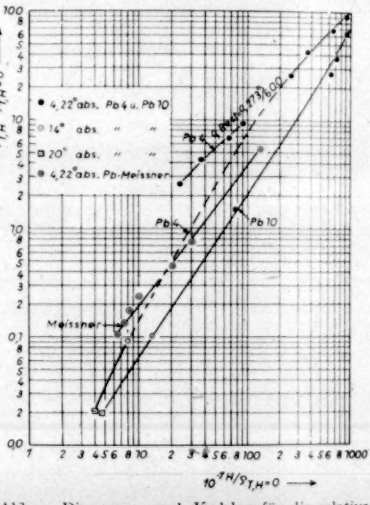

Abb. 5. Diagramm nach Kohler für die relative Widerstandszunahme $\Delta\varrho_{T,H}/\varrho_{T,H=0}$ in Abhängigkeit vom Quotienten Feldstärke/feldfreier Widerstand $H/\varrho_{T,H=0}$ für *Pb* 4, *Pb* 10 und *Pb*-Draht von Meißner.

Setzt man nun aber statt des von Meißner (5) gemessenen Widerstandes versuchsweise einen 10mal höheren Zahlenwert ein, so gelangt man für die Meßpunkte an *Pb* 4 bei 4,22° abs. zu dem mit $\varrho_{\text{Rest}} = \varrho_{273°}/600$ gekennzeichneten Kurvenstück, das keinen glatten Übergang mehr in die Meßpunkte für 20° und 14° abs. ermöglicht. Auch die Kohlersche Beziehung liefert also das Ergebnis, daß der Restwiderstand $\varrho_{4{,}2,\,H=0}/\varrho_{273}$ unserer Kristalle nicht erheblich größer ist als der Widerstand des reinen Bleidrahtes von Meißner ($\varrho_{4{,}2°,\,H=0}/\varrho_{273°} = 0{,}000175$); andererseits kann der Restwiderstand unserer unreineren Proben nicht kleiner sein. Wir gelangen also durch Anwendung des Kohlerschen Gesetzes ebenso wie durch unsere Messungen bei den niedrigsten Feldstärken zu dem Schluß, daß der Restwiderstand des Bleis im Temperaturbereich

von 14°–4,2° noch um mindestens über eine Größenordnung weiter abfällt.

Nur wenn das Blei so rein ist, daß sein Restwiderstand im Wasserstoffgebiet weniger als 0,1 Proz. des Eispunktwiderstandes beträgt, beobachtet man eine Konstanz des Restwiderstandes. Dies geht sowohl aus den Messungen von de Haas, de Boer und van den Berg (8) mit $\varrho_{\text{Rest}} = 0{,}0005 \cdot \varrho_{273}$, wie Meißner mit $\varrho_{\text{Rest}} = 0{,}00015 \cdot \varrho_{273}$ wie eigenen am Kristall *Pb* 5 von Goens (4) hervor, bei dem $\varrho_{\text{Rest}} = 0{,}0012 \cdot \varrho_{273}$ ist.

Bei der Deutung dieser eigentümlichen Abweichung von der Mathiesenschen Regel könnte man vielleicht im Zusammenhang mit unserer Fragestellung in dieser Arbeit an die Möglichkeit denken, daß der bevorstehende Eintritt der Supraleitfähigkeit durch das vorherige Absinken des „Restwiderstandes" $(\varrho - \varrho_{\text{el}})$ vorbereitet wird; die bekannte Erscheinung, daß bei zunehmendem Restwiderstand die Sprungpunktstemperatur sinkt, würde für eine solche Hypothese sprechen. Eine Diskussion hierüber scheint uns indessen unangebracht, solange über diese Erscheinung keine umfangreicheren Beobachtungen auch an anderen Metallen vorliegen; hierbei wird man die von Eucken und Förster (9) beobachtete Erscheinung beachten müssen, wonach bei Heliumtemperaturen schon Drähte von einigen 0,1 mm Durchmesser infolge der mit der Drahtdicke vergleichbar werdenden freien Weglänge der Leitungselektronen einen mit sinkender Temperatur steigenden Widerstandsanteil zeigen werden.

Zusammenfassung

Zwei Bleikristallstäbe *Pb* 4 und *Pb* 10, deren Achsen der kristallographischen [100]- bzw. [111]-Achse annähernd parallel sind, wurden auf ihren elektrischen Widerstand im Temperaturbereich von 1,8°–20° abs. unter der Einwirkung magnetischer Querfelder bis zu 31000 Gauß untersucht. Während die magnetische Widerstandsvermehrung bei Wasserstofftemperaturen (14° und 20° abs.) im Einklang mit der niedrigen charakteristischen Temperatur vergleichsweise gering und daher isotrop ist, wächst sie im Temperaturbereich des siedenden Heliums beträchtlich an und zeigt eine mit wachsender Feldstärke beträchtlich zunehmende Anisotropie; insbesondere zeigt der Kristall *Pb* 4, dessen Achse der Würfelkante [100] parallel ist, eine genau vierzählige Symmetrie der anisotropen Widerstandszunahme. Auch die über alle Azimute gemittelte Widerstandszunahme $\overline{\Delta\varrho}$ zeigt eine Anisotropie insofern, als der Mittelwert $\overline{\Delta\varrho}$ von der Stromrichtung $\mathfrak{J}$ abhängt und für $\mathfrak{J} \parallel [100]$ mit der Feldstärke verzögert, für $\mathfrak{J} \parallel [111]$ beschleunigt ansteigt. Sehr auffällig ist die auf verschiedene Weise gefolgerte Tatsache, daß der Restwiderstand, definiert als Differenz zwischen dem gemessenen und idealen Widerstand, mit sinkender Temperatur schon vor Eintritt der Supraleitfähigkeit beträchtlich abnimmt, sofern der Restwiderstand am Wasserstoffsiedepunkt mindestens 0,1 Proz. des Eispunktwiderstandes beträgt. Auch für Blei gilt ebenso wie für *Au*, *Al* und *W* das einfache Gesetz, daß die mittlere relative Widerstandszunahme $\overline{\Delta\varrho}_{T,H}/\varrho_{T,H=0}$ lediglich eine Funktion des Verhältnisses von Feldstärke H zum feldfreien Widerstand $\varrho_{T,H=0}$ ist.

Zum Schluß möchten wir den Herren Dr. L. Graf in Stuttgart und Dr. E. Goens in Berlin-Charlottenburg dafür danken, daß sie uns für unsere Messungen Bleikristalle zur Verfügung gestellt haben. Den Herren Geheimrat Prof. Dr. E. Grüneisen und Prof. Dr. W. Meißner danken wir für anregende Erörterungen unserer Meßergebnisse. Herrn Dr. Steiner danken wir für die Verflüssigung des Wasserstoffs und Heliums. Die Deutsche Forschungsgemeinschaft und der Deutsche Forschungsrat haben in dankenswerter Weise diese Untersuchungen ermöglicht, indem sie uns eine technische Hilfskraft und den verwendeten großen Magneten zur Verfügung stellten.

Literaturverzeichnis

1) E. Justi und H. Scheffers, Physik. Zeitschr. **37**, 383 und 475, 1936 (*Au*).
2) E. Justi und H. Scheffers, Physik. Zeitschr. **37**, 700, 1936; **38**, 891, 1937 (*W*).
3) E. Justi und H. Scheffers, Physik. Zeitschr. **39**, 105, 1938 (*Al*).
4) E. Goens (zum Teil mit J. Weerts), Physik. Zeitschr. **37**, 321, 1936.
5) W. Meißner, Ann. d. Phys. **13**, 641, 1932.
6) W. Meißner, Elektronenleitung, galvanomagnetische, thermoelektrische und verwandte Effekte, Handbuch der Exper.-Physik, Bd. XI/2, Leipzig 1935.
7) M. Kohler, Ann. d. Phys. **32**, 211, 1938.
8) W. J. de Haas, J. de Boer und G. J. van den Berg, Commun. Leiden Nr. 233b.
9) A. Eucken u. F. Förster, Götting. Nachr. N. F. **1**, 43 u. 129, 1934.

Berlin-Charlottenburg, 15. Juni 1938.

(Eingegangen 20. Juni 1938.)

Über den Einfluß allseitigen Druckes auf die Curietemperatur

Von H. Ebert und A. Kußmann

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

1. Einleitung

Allgemein wird heute angenommen, daß für das Auftreten des Ferromagnetismus innerhalb eines Raumgitters neben der Art, der Konfiguration und der Anzahl auch der gegenseitige Abstand der beteiligten Atome verantwortlich ist, und zwar soll die Energie des inneren Feldes sich mit zunehmendem Atomabstand von negativen zu positiven Werten ändern und dabei in den verschiedenen Gittern einen etwas verschiedenen Verlauf nehmen[1]). Diese Vorstellungen werden vor allem nahegelegt durch die Beobachtungen, daß bei allen Gitterabstandsänderungen, beispielsweise bei Legierungsbildung (Einbau von Fremdatomen) oder bei direkter elastischer Deformation des Gitters durch Anwendung allseitigen Druckes, Änderungen der magnetischen Eigenschaften auftreten.

Bei der Diskussion der Ergebnisse aus solchen Versuchen wird leicht übersehen, daß wir in Wirklichkeit bei Gitteränderungen durch Legierung – als bekanntestes Beispiel wird oft das Ferromagnetischwerden des Mangan durch Einbau von Stickstoffatomen angeführt – niemals die Wirkung des Atomabstandes rein erfassen, weil daneben auch noch die Konfiguration und die Anzahl der Atome geändert wird. Die Abhängigkeit des Ferromagnetismus vom Atomabstand kommt ohne Nebenwirkungen vielmehr nur bei Untersuchungen mit allseitigem Druck zum Ausdruck. Derartige Messungen[2]) sind nun in letzter Zeit in größerer Anzahl durchgeführt worden und haben übereinstimmend bei Raumtemperatur für die reinen Metalle eine zwar geringe, bei bestimmten Legierungen, insbesondere solchen auf *Fe-Ni*-Basis, beträchtliche Änderungen der Magnetisierung sichergestellt, dagegen die Frage, ob dies für alle Temperaturen zutrifft, d. h. ob diese beobachteten Effekte wirklich mit Curiepunktsverschiebungen (Änderungen der magnetischen Energie) verknüpft sind, nicht klären können.

Um die hier erhaltenen sehr widerspruchsvollen Ergebnisse kurz zu beleuchten, erwähnen wir, daß Ray-Chaudhuri[1]) aus der Widerstandstemperaturkurve von Nickel auf eine Curiepunktsverschiebung dieses Metalls bei Zugbelastung von etwa $1 \cdot 10^{-2}$° je kg/cm² schloß – ebenfalls positiv äußerte sich auch Gerlach[2]) – wogegen Englert[3]) bei gleichen Messungen innerhalb seiner Versuchsgenauigkeit keine Verschiebung nachweisen konnte. Negative Ergebnisse erhielten auch Michejew[4]) bei Widerstandsmessungen unter Zug und ebenso Adams und Green[5]), die magnetische Messungen unter allseitigem Druck bei *Fe*, *Ni* und einer Reihe von Legierungen ausführten. Dagegen gelang es Steinberger[6]), eine 30prozentige *Ni Fe*-Legierung durch allseitigen Druck (12000 kg/cm²) bei Raumtemperatur weitgehend unmagnetisch zu machen, was gewöhnlich als Beweis einer gelungenen Curiepunktserniedrigung (um etwa $6 \cdot 10^{-2}$° je Atm.) ausgelegt wird; umgekehrt haben in jüngster Zeit Michels, Jaspers, de Boer und Strijland[7]) bei einer *Ni-Cu* Legierung auf ein Ansteigen des Curiepunktes von $6{,}5 \cdot 10^{-5}$° bei einer äußeren Druckzunahme von 1 Atm. geschlossen.

Die vorliegende Arbeit wurde zu dem Zweck unternommen, gegenüber den großen experimentellen Schwierigkeiten die Lösung des Problems dadurch weiterzutreiben, daß unter Verzicht auf die genaue Bestimmung der verschiedenen Grenztemperaturen der Charakter des Magnetisierungs-Druck-Temperaturdiagrammes untersucht werden sollte.

2. Aufstellung der Kriterien, Versuchsplanung

Wir wollen zunächst die Frage erörtern, welche Form das Raumdiagramm der ferromagnetischen Magnetisierung J_s als Funktion von Temperatur T und Druck p haben muß, wenn eine bzw. wenn keine Verschiebung des Curiepunktes Θ mit dem Druck vorhanden ist.

1) Vgl. die zusammenfassenden Darstellungen: Handbuch der Physik. 2. Aufl. **24**, 595. – U. Dehlinger, Zeitschr. f. Metallkde. **28**, 116, 1936; **29**, 388, 1937. – Physics in industry. Magnetism. London 1938, 1–17.

2) Vgl. R. L. Steinberger, Physics **4**, 153, 1933. – H. Ebert u. A. Kußmann, Physik. Zeitschr. **38**, 437, 1937. – Entsprechende Untersuchungen des inversen Effektes der Volumenmagnetostriktion bei M. Kornetzki, Zeitschr. f. Phys. **87**, 560, 1934; **97**, 662, 1935; **98**, 289, 1936. – W. Döring, Zeitschr. f. Phys. **103**, 560, 1936. Vgl. auch R. Becker, Zeitschr. f. Phys. **87**, 547, 1934.

1) D. P. Ray-Chaudhuri, Zeitschr. f. Phys. **71**, 473, 1931.

2) W. Gerlach, Physik. Zeitschr. **33**, 953, 1932.

3) E. Englert, Zeitschr. f. Phys. **97**, 83, 1935.

4) M. N. Michejew, Physik. Zeitschrift Sowjet-Union **3**, 393, 1933.

5) L. H. Adams u. J. W. Green, Phil. Mag. **12**, 361, 1931.

6) R. L. Steinberger, Physics **4**, 153, 1933.

7) A. Michels, A. Jaspers, J. de Boer und J. Strijland, Physica **4**, 1007, 1937.

Zur Vereinfachung wollen wir dabei voraussetzen, daß die Magnetisierung mit steigendem Druck stets herabgesetzt wird, der Druckkoeffizient also immer negativ ist, und gelangen dann – eine Zunahme der Magnetisierung könnte analog behandelt werden – zu folgenden beiden Hauptfällen:

1. Ausgehend von der J_s-T-Ebene nimmt die Magnetisierung bei allen Temperaturen durch den Druck p so ab, daß die Abnahme mit größer werdendem p immer kleiner und kleiner wird. Die J_s-p-T-Fläche nähert sich dann also der p-T-Ebene ($J_s = 0$) asymptotisch und hat eine Durchstoßlinie senkrecht zur T-Achse am Curiepunkt Θ (vgl. Abb. 1a). In diesem Fall gelingt es niemals, die Magnetisierung durch einen endlichen Druck zum Verschwinden zu bringen, d. h. der Curiepunkt Θ ist unabhängig vom Druck.
2. Nimmt die Magnetisierung dagegen nach einer nicht asymptotisch verlaufenden Funktion ab – wichtigster Unterfall ist beispielsweise die dem Druck proportionale Abnahme (vgl. Abb. 1b) –, dann ist es möglich, bei jeder Temperatur unterhalb des Curiepunktes durch Anwendung eines endlichen Druckes die Magnetisierung auf Null herabzusetzen. Dies bedeutet aber, daß der Curiepunkt durch den Druck auf die betreffende Temperatur gesenkt ist, d. h. der Curiepunkt ist abhängig vom Druck. Die Folge der Punkte $J_s = 0$ in der p-T-Ebene ergibt einen Kurvenzug, der ebenfalls durch Θ geht, aber von der oben genannten Senkrechten abweicht.

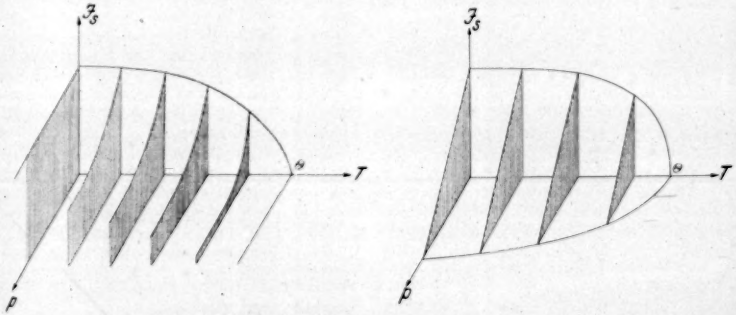

Abb. 1. Raumdiagramm der ferromagnetischen Magnetisierung J_s in Abhängigkeit vom Druck p und Temperatur T. a) bei asymptotischem; b) bei linearem Verlauf der J_s-p-T-Fläche.

Der naheliegende Vorschlag wäre nun, auf einer Isobare, d. h. bei konstantem Druck von hohen zu tiefen Temperaturen fortschreitend, überall genau J_s und T zu messen und so die Durchstoßstelle der J_s-p-T-Fläche durch die Ebene $J_s = 0$ zu finden. Leider führt dieser Weg – den beispielsweise Adams und Green[1]) gegangen sind – zu beträchtlichen Schwierigkeiten.

In der Nähe des Curiepunktes zeigen nämlich die ferromagnetischen Stoffe keine Sättigung mehr, sondern ein dauerndes Ansteigen der Magnetisierung mit der Feldstärke, eine Erscheinung, die als eine Überlagerung mit einem paramagnetischen Anteil gedeutet und häufig auch als „wahre" Magnetisierung bezeichnet wird. Die reine ferromagnetische Magnetisierung muß dann aus dem Verlauf der J-$\mathfrak{H}$-Kurven extrapolatorisch gewonnen werden, und zwar derart, daß man den bei hohen Feldstärken gefundenen geradlinigen Teil der J-$\mathfrak{H}$-Kurven nach rückwärts verlängert und den sich für $\mathfrak{H} = 0$ ergebenden Ordinatenabschnitt als ferromagnetische Magnetisierung J_s bezeichnet. Aus dem Temperaturverlauf dieser Größe J_s wird dann der Curiepunkt durch abermalige Extrapolation gewonnen.

Es ist einleuchtend, daß ein solches Verfahren mit beträchtlichen Unsicherheiten behaftet ist und wohl nicht zur Festlegung der Verschiebung einer Temperaturgrenze – im günstigsten Fall sollte diese bei einem Druck von einigen 1000 Atm. einige Grade betragen[2]) – benutzt werden kann. Wir mußten infolgedessen einen andern Weg gehen, nämlich unter Verzicht auf die genaue Bestimmung der Grenztemperatur selbst in möglichster Nähe von ihr den Verlauf des Druckkoeffizienten mit der Temperatur und dem Druck untersuchen, um aus den Ergeb-

1) l. c.
2) Vgl. Kornetzki, l. c.

nissen auf die Form der J_s-p-T-Fläche zu schließen. Bei einem derartigen Verfahren kann naturgemäß die Antwort nur bedingt gegeben, immerhin aber sehr wahrscheinlich gemacht werden.

3. Durchführung der Messungen

Zur Durchführung der Messungen wurde im Prinzip dasselbe Verfahren benutzt, wie es in der ersten bei Raumtemperatur durchgeführten Arbeit der Verfasser[1]) bereits beschrieben ist, und zwar die ballistische Methode mit Spulen außerhalb des Druckkörpers. Den besonderen meßtechnischen Schwierigkeiten in den verschiedenen Temperaturbereichen entsprechend (Notwendigkeit sehr kleiner Proben von 1–3 mm Durchmesser, dadurch sehr kleine Kraftflüsse insbesondere in der Nähe des Curiepunktes) wurden dabei verschiedene Ausführungsformen der Geräte entwickelt und benutzt.

Bei Messungen unterhalb Raumtemperatur befand sich die Probe innerhalb eines Druckrohres zwischen den durchbohrten Weicheisen-Polschuhen eines Dauermagneten aus *Al-Ni*-Stahl, der eine Feldstärke von etwa 4000 Gauß lieferte. Der Magnet selbst konnte auf und ab bewegt werden, wobei die Meßprobe jeweils aus dem Feld und der Prüfspule heraus und eine außerhalb des Druckkörpers angebrachte Probe gleicher Abmessungen in das Feld hineingelangte. Zur Erzeugung des Druckes diente Stickstoff, der aus einer Flasche in das Druckrohr zugelassen wurde. Die angewandten Drucke betrugen bei diesen Versuchen nur etwa 100 kg/cm², doch ließ sich eine befriedigende Meßgenauigkeit erreichen. Die ganze Apparatur befand sich in einem mit Pentan gefüllten Vakuummantelgefäß und wurde durch Zuleiten flüssiger Luft abgekühlt.

Zu Messungen in erhöhten Temperaturen dienten die in der vorigen Arbeit beschriebenen Apparaturen mit Spulen und Elektromagneten als Felderzeugern und verschieden einsetzbaren Druckkörpern (aus Neusilber bzw. aus Beryllium-Bronze), die mit Heizvorrichtung versehen waren. Einer von diesen Druckkörpern war elektrisch heizbar und konnte bis 250° erwärmt werden, doch vertrug er nur einen Druck bis 1000 kg/cm², und weiter war in ihm wegen der durch die Bewegung im Elektromagneten verschiedenen Kühlwirkung eine Temperaturkonstanz von nur etwa 1° möglich. Der andere, hauptsächlich für die Aufnahmen der Isothermen verwandte Druckkörper (Drucke bis 4000 kg/cm²) war innerhalb eines Siedethermostaten untergebracht, in ihm ließ sich über längere Zeiten die gewünschte Temperatur weitgehend konstant halten. Die Feldstärken waren von 500 bis 9000 Gauß veränderbar, zur Druckübertragung von der Presse zum Meßraum diente Paraffinöl.

Durchgeführt und ausgewertet wurden die Beobachtungen ähnlich wie in der früheren Arbeit, und zwar derart, daß bei konstanter Meßtemperatur jeweils für verschiedene Feldstärken die Magnetisierung $J = f(\mathfrak{H})$ sowohl ohne wie mit Druck gemessen und daraus der Gradient der Druckänderung $\frac{dJ}{dp}$ bzw. der Druckkoeffizient $\frac{1}{J}\frac{dJ}{dp}$ errechnet wurde. Da die bei unseren Versuchsproben auftretenden Druckkoeffizienten meist in der Größenordnung 10^{-5} lagen, so war eine Berücksichtigung der durch die Querschnittsänderung der Proben bedingten Korrektur (Größenordnung 10^{-7}) nicht nötig, die erhaltenen Zahlen entsprechen (außer für die *Ni-Al-* und *Ni-Cu*-Legierung) also auch unmittelbar den Änderungen der Magnetisierung je Masseneinheit des Stoffes.

Um die Beobachtungstemperaturen nicht allzuhoch werden zu lassen, wurden als Versuchs-

Zahlentafel I
Untersuchte Werkstoffe

Bezeichnung	Zusammensetzung in Proz.	Sättigung bei Raumtemperatur J_s	Druckkoeffizient der Sättigung $\frac{1}{J}\frac{dJ}{dp}$ bei Raumtemperatur	Curiepunkt
A	68 *Ni* 32 *Cu*	35	$-0{,}03 \cdot 10^{-5}$	38°
B	92 *Ni* 8 *Al*	45	$-0{,}07 \cdot 10^{-5}$	45°
C	29,1 *Ni* 70,2 *Fe* 0,7 *Mn*	150	$-10{,}4 \cdot 10^{-5}$	125°
D	29,9 *Ni* 69,4 *Fe* 0,7 *Mn*	304	$-7{,}2 \cdot 10^{-5}$	150°
E	31,3 *Ni* 67,9 *Fe* 0,8 *Mn*	320	$-6{,}9 \cdot 10^{-5}$	190°
F	33 *Ni* 66 *Fe* 1 *Mn*	640	$-3{,}7 \cdot 10^{-5}$	233°
G	55 *Co* 36 *Fe* 9 *Cr*	350	$-6 \cdot 10^{-5}$	220°

1) Physik. Zeitschr. **38**, 437, 1937.

proben nur Ferromagnetika mit nicht allzuhohem Curiepunkt (zwischen 40° und 250° C) untersucht. Dabei kamen zwei Gruppen von Werkstoffen zur Messung, und zwar einmal Legierungen, die bei Raumtemperatur nur einen kleinen Druckkoeffizienten der Magnetisierung zeigen, wozu eine *Ni-Cu*- und eine *Ni-Al*-Legierung ausgewählt wurden, und sodann eine Reihe von *Ni-Fe*-Proben aus dem Konzentrationsgebiet der Invarzusammensetzung, die, wie bereits bekannt, bei Raumtemperatur durchweg hohe Druckabhängigkeit der Magnetisierung besitzen und daher — wenn überhaupt eine Verschiebung des Curiepunktes vorhanden — vergleichsweise hohe Effekte vermuten ließen.

Zusammensetzung und Eigenschaften der Legierungen sind aus der Zahlentafel I zu ersehen.

3. Ergebnisse

Ni-Cu- und *Ni-Al*-Legierung. Wegen der kleinen Druckeffekte dieser Legierungen konnte nur der Temperaturgang des Koeffizienten, nicht aber der Gang mit dem Druck bestimmt werden, d. h. es ließ sich in dem Schema der Abb. 1 nur ein Schnitt parallel zur J-T-Ebene (bei $p = 3000$ kg/cm²) legen.

Ein Auszug aus den umfangreichen, in der Spulenanordnung gewonnenen Beobachtungsreihen ist in Zahlentafel II gegeben. Aus ihnen ist zu ersehen, daß die bei Raumtemperatur sehr geringe druckbedingte Magnetisierungsänderung mit steigender Temperatur annähernd gleich bleibt bzw. dem absoluten Betrage nach innerhalb der durch die Meßgenauigkeit gegebenen Grenzen nicht anwächst. Dieses Verfahren ist also nur imstande, uns aus der möglichen Verschiebung der J-T-Kurven lediglich eine obere Grenze der evtl. Curiepunktsverschiebung zu geben, und zwar kommt man unter einer Diskussion der Genauigkeit unserer Messungen äußerstenfalls zu einer Verschiebung von etwa ± 0,01° je 1000 Atm.

Zahlentafel II

Magnetisierung J und Änderung ΔJ für 1000 kg/cm² Druck

Probe A

Temperatur in °C	Feldstärke $\mathfrak{H}$ in Gauß				
	400	800	1200	1600	2000
20	J 28,3	30,8	32,0	33,5	35,1
	ΔJ + 0,03	+ 0,02	+ 0,01	± 0	− 0,01
30	J 9,5	13,4	15,5	18,2	
	ΔJ + 0,01	+ 0,01	+ 0,01	± 0	
35,7	J 5,6	8,5	11,9		
	ΔJ		unter 0,008		

Probe B

Temperatur in °C	Feldstärke $\mathfrak{H}$ in Gauß				
	50	200	400	800	2000
20	J 30,1	32,6	35,2	38,9	41,5
	ΔJ + 0,015	+ 0,01	− 0,02		− 0,02
31,5	J 1,75	4,77	7,5	11,1	18,5
	ΔJ		unter 0,008		

Diese nach einer direkten magnetischen Methode erhaltene obere Grenze ist ungefähr sechsmal kleiner als die von Michels, Jaspers, de Boer und Strijland für eine ähnliche Legierung aus Widerstandsmessungen hergeleitete Zahl (s. Abschnitt 5).

Ein ähnlich geringer Effekt wurde für die *Ni-Al*-Legierung (Probe B, vgl. Zahlentafel II) gefunden.

Ni-Fe- und *Fe-Co-Cr*-Legierungen: Wie bereits erwähnt, zeichnen sich diese Stoffe durch besonders große Druckabhängigkeit der Magnetisierung (mehrere Prozent je 1000 kg) aus, so daß die beobachteten Wirkungen recht beträchtlich waren. Weiter hat sich bei der Aufnahme der Isothermen und Isobaren ganz allgemein herausgestellt, daß der Verlauf der Eigenschaftskurven bei diesen Legierungen weitgehend ähnlich ist. Es kann also auf eine Wiedergabe der einzelnen Beobachtungsreihen verzichtet und an Beispielen das allgemeine Verhalten herausgestellt werden.

Messungen bei niedrigen Temperaturen, bei denen wir uns wegen der hier nachgewiesenen Druckproportionalität auf die Aufnahme von Isobaren beschränken konnten, wurden in der oben beschriebenen Apparatur mit mehreren Proben bis herab zu −100° C durchgeführt. Es ergab sich gegenüber dem Verhalten bei Raumtemperatur stets eine Verringerung der Druckabhängigkeit der Magnetisierung (vgl. Zahlentafel III). Die Meßpunkte fügen sich gemäß

Zahlentafel III

Magnetisierungsänderungen unter Druck bei tiefen Temperaturen

Probe C; Feldstärke 4000 Gauß

Temperatur + 6° C	Magnetisierung J beim Druck 1 kg/cm²	190
	Magnetisierungsänderung durch Druck 92 kg/cm²	− 1,74
	Druckkoeffizient $\frac{1}{J}\frac{dJ}{dp}$	$-10{,}0 \cdot 10^{-3}$
Temperatur − 99° C	Magnetisierung J beim Druck 1 kg/cm²	260
	Magnetisierungsänderung durch Druck 102 kg/cm²	− 0,95
	Druckkoeffizient $\frac{1}{J}\frac{dJ}{dp}$	$-3{,}6 \cdot 10^{-3}$

Zahlentafel IV
Magnetisierung J und Abnahme ΔJ für 1000 kg/cm² Druck
Probe D

Temperatur in °C		Feldstärke $\mathfrak{H}$ in Gauß					Ferromagnetische Magnetisierung J_s	Mittlerer Druckkoeffizient $\frac{1}{J_s}\frac{dJ}{dp}$ zwischen 0 und 1000 kg/cm
		2260	3850	5400	6030	8360	9200		
20	J	292,2	304,0	310,0	315,0	320,5	320,5	290	$-7{,}0\cdot10^{-3}$
	ΔJ		21,0		19,0	20,0	20,5		
50	J	169,0	196,5		216,0	223,0	227,0	180	$-10\cdot10^{-3}$
	ΔJ		18,0		18,0		16,0		
70	J	108,0	137,0	162,5	174,5	180,0	181,0	135	$-11{,}8\cdot10^{-3}$
	ΔJ		15,8	15,5			15,8		
85	J	83,0	104,0	128,0	138,5	144,0	147,5	100	$-13\cdot10^{-3}$
	ΔJ	10,8	11,9		12,8	12,2	14,0		
97	J	36,0	56,7	71,2	86,5	90,0	93,6	40	$-25\cdot10^{-3}$
	ΔJ	4,8	6,1		9,4	8,8	8,8		
125	J	19,7	33,4	45,7	52,5	57,6	67,4	18	$-30\cdot10^{-3}$
	ΔJ		2,8		5,22	5,40	5,2		
145	J	13,3	20,7	31,6	37,5	42,8	43,2	6	$-50\cdot10^{-3}$
	ΔJ				2,9	2,9	2,9		
153	J	10,8	17,5		32,4	34,8	37,0	0	nicht angebbar
	ΔJ				unter 0,2				

Abb. 3 zwanglos in die von hohen Temperaturen kommende Kurve ein und lassen die Extrapolation zu, daß die bei diesen Legierungen vorliegenden relativ hohen Werte der Druckbeeinflußbarkeit bei sehr tiefen Temperaturen nicht mehr vorhanden sind.

Messungen bei höheren Temperaturen seien zunächst durch die Zahlen der Tafel IV bzw. auszugsweise die Abb. 2 erläutert, die sich auf

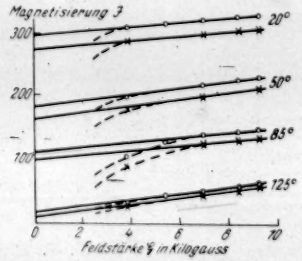

Abb. 2. Magnetisierungskurven der Probe D (29,9 Proz. Ni) für Druck 1 kg/cm² (Kreise) und Druck 1000 kg/cm² (Kreuze) bei verschiedenen Temperaturen.

Magnetisierungsänderungen der Probe D bei einer Druckänderung zwischen 0 und 1000 kg/cm² beziehen. Die Kurven nahe Raumtemperatur zeigen das bereits in der vorigen Arbeit erwähnte und hier wieder bestätigte Ergebnis, daß im Sättigungsgebiet[1]), d. h. bei genügend hohen Feldstärken die Magnetisierungskurven mit und ohne Druck parallel miteinander verlaufen, die druckbedingte Änderung der Sättigungsintensität also eine für die betreffende Temperatur charakteristische Konstante darstellt. Nähern wir uns dem Curiepunkt, wobei die Magnetisierungskurven keine Sättigung mehr zeigen, sondern mit wachsendem Felde dauernd ansteigen (s. S. 599), so wurde an sämtlichen untersuchten Proben mit verschiedener Lage des Curiepunktes das zunächst überraschende Ergebnis gefunden, daß auch dann immer noch die J-$\mathfrak{H}$-Kurven mit und ohne Druck parallel miteinander verlaufen, d. h. der absolute Betrag der druckbedingten Magnetisierungsänderung trotz der mit dem Feld steigenden J-Werte konstant bleibt. Dieser Befund könnte durch zwei verschiedene Gründe bedingt sein: Erstens wäre es möglich, daß in der Nähe des Curiepunktes der Druckkoeffizient $\frac{1}{J}\frac{dJ}{dp}$ mit steigender Feldstärke nicht mehr konstant ist, sondern mehr oder weniger langsam absinkt, und zwar würde dies für den vorliegenden Fall gerade so sein müssen, daß der Druckkoeffizient in dem Maße absinkt, wie sich die Gesamtintensität J mit dem Felde ändert. Eine solche Annahme hätte zweifel-

1) In Abb. 2 ist bereits bei Raumtemperatur keine Sättigung mehr, sondern ein geringes dauerndes Ansteigen der Magnetisierung vorhanden. Vgl. in der früheren Arbeit, Physik. Zeitschr. **38**, 437 bis 445, 1937, insbesondere die Abb. 4. (S. 440).

los etwas außerordentlich künstliches an sich. Physikalisch sinnvoller scheint daher die zweite Möglichkeit, die Erscheinung so zu deuten, daß nur der ferromagnetische Anteil der Magnetisierung J_s durch den Druck eine Änderung erfährt, während die sich überlagernde paramagnetische (wahre) Magnetisierung druckunabhängig ist. Diese letztere Auffassung erfährt noch eine Bestätigung durch das Verhalten der Magnetisierung oberhalb des Curiepunktes. Bei einer Überschreitung desselben um wenige Grade, wobei die Absolutbeträge der Magnetisierung noch in der gleichen Größenordnung liegen, konnten wir innerhalb der Meßgenauigkeit keine Änderung von J mit dem allseitigen Druck feststellen.

Die durch Aufnahme der Isobaren zwischen 0 und 1000 Atm. erhaltenen und auf die ferromagnetische Magnetisierung J_s bezogenen Druckkoeffizienten $\frac{1}{J_s}\frac{dJ}{dp}$ sind für die Legierung D in der vorletzten Spalte der Zahlentafel IV und für 2 andere Proben in der Abb. 3 aufgetragen. Ihre absoluten Beträge nehmen mit steigender Temperatur stark zu und liegen für alle Proben dieses Legierungsgebietes in der gleichen Größenordnung. Aus den in der Nähe des Curiepunktes erhaltenen Zahlenwerten von etwa -30–$50 \cdot 10^{-5}$ kann man wiederum eine obere Grenze für die Druckabnahme des Curiepunktes ableiten, und zwar zeigt sich, daß sie etwa 0,1° C je 1000 Atm. betragen würde, d. h. also fast um zwei Größenordnungen kleiner ist als sich aus den bei Raumtemperatur gemachten Messungen der Volumenmagnetostriktion[1]) ergeben hat.

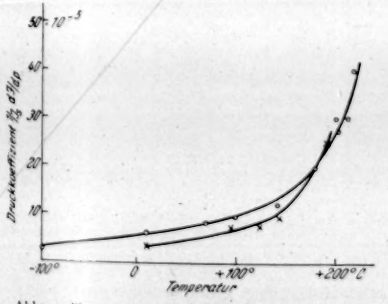

Abb. 3. Temperaturgang des absoluten Betrages des Druckkoeffizienten bei den Proben F und G.

Zu einer wesentlich schärferen Beantwortung der Frage nach der Curiepunktsverschiebung gelangen wir nun durch eine Betrachtung der Isothermen. Hier wurde im Versuch festgestellt, daß die bei konstanter Temperatur aufgenommenen J-p-Kurven mit zunehmendem Druck immer flacher verlaufen, d. h. also, daß bei höherem

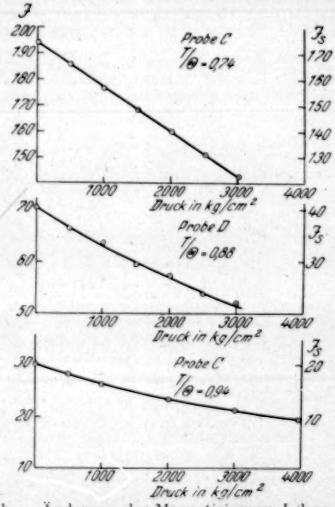

Abb. 4. Änderung der Magnetisierung J (bzw. der extrapolierten Ferromagnetisierung J_s) mit dem Druck bei konstanter Temperatur.

Druck die Tendenz der Änderung immer geringer wird. Diese Erscheinung wird um so ausgeprägter, je mehr man sich dem Curiepunkte nähert und sei durch die Wiedergabe dreier genauer Meßreihen von Isothermen in Abb. 4 belegt. Die oberste Kurve ist dabei bei Raumtemperatur an Probe C, die beiden nächsten bei der Beobachtungstemperatur 100° an den Proben D und C aufgenommen. Da die Curiepunkte dieser Legierungen bei 125° bzw. 150° liegen, so entsprechen diese Beobachtungstemperaturen den jeweils reduzierten Temperaturen $T/\Theta =$ 0,74; 0,88 und 0,94. Während im ersten Fall innerhalb des untersuchten Druckbereiches noch strenge Proportionalität zwischen Magnetisierungsänderung und Druck besteht, tritt in den folgenden Abbildungen, d. h. bei Annäherung an den Curiepunkt – und zwar bei Kurve 2 gerade außerhalb der Meßgenauigkeit, bei Kurve 3 deutlich merklich – eine Änderung des Kurvencharakters im Sinne einer Verminderung des Druckeinflusses bei höherem Druck in Erscheinung. Bezieht man die gemessenen Werte durch Subtraktion des paramagnetischen Anteils auf die ferromagnetische Magnetisierung J_s

[1]) Vgl. M. Kornetzki, Zeitschr. Phys. **98**, 289, 1936.

(rechte Ordinate) und berechnet man die negativen mittleren Druckkoeffizienten (Abfall der Sekante von der Abszisse Null aus), so ist dieser beispielsweise für die zweite Kurve – bei gleichzeitiger Abnahme der Magnetisierung J_s um etwa ein Drittel – von dem Wert $18 \cdot 10^{-5}$ beim Druck 500 kg/cm² auf etwa $15 \cdot 10^{-5}$ je kg/cm² beim Druck 3000 Atm. gefallen. In noch höherem Maße äußert sich die Veränderung des Kurvencharakters natürlich im Gradienten $-\frac{dJ_s}{dp}$, der für die obere Kurve konstant $17{,}1 \cdot 10^{-3}$ beträgt, für die zweite dagegen von $8 \cdot 10^{-3}$ beim Anfangsdruck auf etwa $4 \cdot 10^{-3}$ bei 3000 kg/cm² und für die dritte entsprechend von $4{,}5 \cdot 10^{-3}$ auf $1{,}5 \cdot 10^{-3}$ Gauß je kg/cm² bei 4000 kg/cm² abgenommen hat.

4. Diskussion

Wenn wir die dargestellten Ergebnisse betrachten wollen, so ist es zweckmäßig, uns zunächst wieder den Proben mit kleinen Druckkoeffizienten, insbesondere der *Ni-Cu*-Legierung zuzuwenden: Wir haben gesehen, daß die evtl. Verschiebung des Curiepunktes durch den Druck auf Grund unserer magnetischen Messungen höchstens einen kleinen Bruchteil (etwa $^1/_6$) der von Michels und Mitarbeitern aus der Widerstandstemperaturkurve gefundenen Verschiebung betragen kann. Zu dieser Diskrepanz ist folgendes zu bemerken: Zunächst erscheint es zweifelhaft, ob es wirklich möglich ist, durch den Flächenvergleich an einer Widerstandskoeffizientenkurve zum Curiepunkt zu gelangen, zumal doch schon, wie Kußmann und A. Schulze[1]) nachgewiesen haben, der Widerstandsverlauf in der Nähe des Curiepunktes fast immer durch metallphysikalische Unvollkommenheiten verschmiert ist. Darüber hinaus aber besteht auch keine Sicherheit dafür, daß die bei einer ungleichförmigen zirkularen Magnetisierung, wie es der Stromverlauf bei einer elektrischen Widerstandsmessung bedingt, sich ergebenden Zahlenwerte lediglich der reine Druckkoeffizient der ferromagnetischen Sättigung J_s sind, ob nicht vielmehr ein höherer Druckkoeffizient durch sekundäre Ursachen, wie z. B. die Druckänderung der Hysterese und damit der Permeabilität, vorgetäuscht wird. Aus diesem Grunde halten wir unsere Aussage, daß der Curiepunkt bei diesen Proben höchstens um $^1/_{100}°$ je 1000 Atm. verschoben werden kann, für wesentlich sicherer.

Über das bei diesen Proben erhaltene Ergebnis hinaus sehen wir nun an den *Ni-Fe*-Legierungen mit ihrer weit höheren Druckbeeinflußbarkeit zwei Befunde, die uns zu noch weitertragenden Schlüssen führen, nämlich

1. daß der Druckeinfluß auf die Magnetisierung zu tiefen Temperaturen hin abnimmt, und
2. daß zum Curiepunkt hin der Druckeinfluß mit der Temperatur zwar wächst, mit dem Druck dagegen abnimmt, so daß beispielsweise bei der reduzierten Temperatur $T/\Theta = 0{,}88$ die J-p-Kurven schon bei Untersuchungen mit verhältnismäßig kleinen Drucken sicher ihre anfängliche Gradlinigkeit verloren haben.

Wegen der außerordentlichen experimentellen Schwierigkeiten bei hohen Drucken und Temperaturen war es bei diesen letztgenannten Isothermenaufnahmen leider nicht möglich, höhere Drucke als 4000 kg/cm² anzuwenden und näher an den Curiepunkt heranzukommen, andererseits standen uns keine *Ni-Fe*-Legierungen mit niedrigerem Curiepunkt zur Verfügung, die noch mit Sicherheit genügend homogen und stabil gewesen wären, so daß wir uns mit diesen Ergebnissen begnügen mußten. Immerhin genügen unsere Messungen, um den genauen Charakter der J_s-p-Kurven in dem untersuchten Gebiet sicherzustellen.

Die in Abschnitt 2 aufgeworfene Kernfrage, ob die J_s-T-Fläche gemäß dem Schema der Abb. 1 bei sehr hohen Drucken die Fläche $J_s = 0$ im Endlichen irgendwie erreicht oder sich ihr asymptotisch nähert, läßt sich natürlich nunmehr nur extrapolatorisch beantworten. Man gelangt am einfachsten zu einem Hinweis, wenn man die

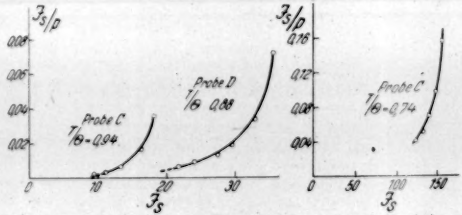

Abb. 5. Magnetisierungs-Druckverhältnis J_s/p als Funktion der Ferromagnetisierung J_s.

Kurven der Abb. 4 gemäß Abb. 5 so umzeichnet, daß der Quotient J_s/p in Abhängigkeit von J_s aufgetragen wird. Während die rechte Kurve (bei $T/\Theta = 0{,}74$) dann wegen zu großer J/p-Werte noch keinen Rückschluß zuläßt, führt offenbar bei den beiden andern Kurven eine zwanglose Extrapolation der Werte J/p gegen Null (d. h. für $p = \infty$) zu endlichen Werten von J_s. Dies bedeutet aber nichts anderes, als daß selbst bei unendlich hohem Druck immer noch eine endliche, in ihrer Größe von der Temperatur abhängige Magnetisierung J_s übrigbleiben muß. Wir können also aus diesen Kurven den – wie

[1]) A. Kußmann u. A. Schulze, Physik. Zeitschr. **38**, 42, 1937.

bei jeder Extrapolation nur bedingten — Schluß ziehen, daß sich die J_s-p-T-Fläche der p-T-Ebene asymptotisch nähert und sie nur in der durch den Curiepunkt gehenden Parallele zur p-Achse schneidet. Dies ist aber gleichbedeutend mit der Aussage, daß der Curiepunkt vom Druck unabhängig ist und das Ergebnis unserer Arbeit würde also heißen, daß sowohl in der Nähe des absoluten Nullpunktes wie in der Nähe des Curiepunktes keine Druckverschiebung der Magnetisierungstemperaturkurve möglich ist, daß diese vielmehr nur in mittleren Temperaturbereichen stattfindet.

Diese Schlüsse teilen wir mit, obwohl wir uns bei der außerordentlichen Schwierigkeit der Versuche und der notwendigen Extrapolation der immer noch bestehenden Unsicherheit bewußt sind. Da die angewandte Untersuchungsmethode den gesuchten Effekt jedoch rein hätte herausschälen müssen, so beweisen unsere Messungen, daß eine Curiepunktsverschiebung, wenn überhaupt, dann höchstens in weit höheren Druckbereichen bzw. bei ganz anderen Gitterdeformationen erfolgen kann, als man nach unseren bisherigen Vorstellungen immer angenommen hat.

Zusammenfasssung

Durch eine Untersuchung des Raumdiagramms der ferromagnetischen Magnetisierung J_s in Abhängigkeit vom allseitigen Druck p (bis 4000 kg/cm²) und der Temperatur T an *Ni-Cu-*, *Ni-Al-* und *Ni-Fe*-Legierungen wird versucht, die Frage nach dem Zusammenhang der Curietemperatur mit dem Atomabstand der Lösung näher zu bringen. Dabei hat sich gezeigt:

1. Zu tiefen Temperaturen hin nimmt der Druckeinfluß auf die Magnetisierung ab.
2. Zum Curiepunkt hin nimmt der Druckeinfluß mit steigender Temperatur zwar zu, mit steigendem Druck jedoch ab, und zwar um so ausgeprägter, je mehr man sich dem Curiepunkte nähert.
3. Aus dem nichtlinearen Charakter der J_s-p-Kurven wird extrapolatorisch geschlossen, daß die J_s-p-T-Fläche sich der p-T-Ebene nur asymptotisch nähert, d. h. daß es durch keinen endlichen Druck gelingen kann, den Ferromagnetismus völlig zum Verschwinden zu bringen. Dies ist gleichbedeutend mit der Aussage, daß die Curietemperatur durch den allseitigen Druck nicht geändert wird.
4. Die im Schrifttum angegebenen Werte für die Curiepunktsverschiebung ($6 \cdot 10^{-5}$ bzw. $6 \cdot 10^{-3}$ Grad je kg/cm²) konnten durch unsere Messungen trotz höherer Genauigkeit nicht bestätigt werden.

Charlottenburg, 5. Juli 1938.

(Eingegangen 13. Juli 1938.)

Aufladepotentiale elektronenbestrahlter Leuchtmassen

Von Herbert Bey

Inhalt

1. Ziel der Arbeit.
2. Anordnung der Versuchsapparatur.
3. Meßergebnisse und ihre Erklärung.
4. Zusammenhang zwischen Beschleunigungsspannung U_A und Leuchtdichte des Schirmes. Reduktion der Leuchtdichte auf das Schirmpotential U_{Sch}.
5. Fleckvergrößerung oberhalb des Gleichgewichtpotentials; Verschiebung des Gleichgewichtpotentials bei Dauerbelastung; Zusammenhang mit der Schwärzung der Leuchtmasse.
6. Zusammenhang mit den Arbeiten anderer Autoren.
7. Querleitfähigkeit der Leuchtmassen.
8. Zusammenfassung.

1. Ziel der Arbeit

Bestrahlt man einen im Hochvakuum befindlichen isolierten Leuchtschirm mit Elektronen, so lädt sich der Schirm auf. Das Schirmpotential ist stets positiver als das Kathodenpotential $U_K = 0$, da sonst überhaupt keine Elektronen auf den Schirm gelangen können. Ferner muß die auf den isolierten Schirm gebrachte Ladung wieder fortgeführt werden, da sonst eine dauernde Anhäufung negativer Ladung stattfände, die den primären Strahl absperren würde.

Das Ziel der Arbeit ist es nun, durch Versuche festzustellen, wie der Abtransport der Ladungen geschieht, welches Potential der Schirm U_{Sch} dabei annimmt in Bezug auf das Anodenpotential U_A und wie die Lichtausbeute der Leuchtmasse von U_A abhängt. Diese Fragen sind von Wichtigkeit in praktischen Fällen, z. B. ist man in Braunschen Röhren bemüht durch Steigerung der Beschleunigungsspannung der Elektronen die Lichtausbeute zu erhöhen. Ist der Trägerschirm aus Metall, die Leuchtmasse dünn aufgetragen und der Schirm leitend mit der Anode verbunden, so wird mit zunehmender Zugspannung infolge der erhöhten Auftreffenergie der Elektronen ein entsprechend größerer Teil in wirksame Lichtenergie umgesetzt; ist aber der Metallschirm isoliert — an seine Stelle könnte man auch einen Glasschirm setzen —, so kann sich der Schirm aufladen; dadurch wird der Elektronenstrahl abgebremst, die Auftreffenergie herabgesetzt und damit auch die Lichtenergie vermindert.

Es ist nun sehr wichtig, genaue Kenntnis über das Schirmpotential zu haben. Um nun die oben aufgeworfenen Fragen beantworten zu können, wurde folgende Versuchsapparatur benutzt.

2. Anordnung der Versuchsapparatur

Die Versuchsapparatur zeigt Fig. 1. Als Elektronenquelle diente eine *BaO*-Kathode von 10 mm² Oberfläche. In 1 mm Entfernung davor befand sich ein Wehneltzylinder (*W*). Die Anode A_1, die zur Beschleunigung der Strahlelektronen diente, war als Blende ausgebildet und hatte eine Öffnung von 5 mm. Hinter dieser Blende befand sich noch eine zweite Blende A_2

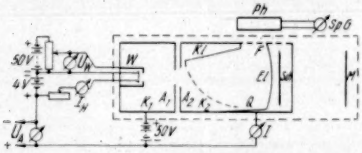

Fig. 1. Anordnung der Versuchsapparatur.

von einer etwas größeren Öffnung. An dieser Blende befestigt war der Käfig K_2, der die von dem Schirm *Sch* ausgelösten Sekundärelektronen auffängt. In dem Käfig K_2 befand sich eine Klappe *Kl*, die in den Strahlengang geschwenkt werden konnte und so gestattete, den sonst auf den Schirm treffenden Primärstrom unmittelbar zu messen. Um das Schirmpotential U_{Sch} zu messen, konnte man sich nicht des Verfahrens bedienen, welches bei Metallschirmen möglich ist, nämlich einfach mit einem elektrostatischen Voltmeter die Spannungsdifferenz zwischen Schirm und Anode zu messen, weil die Leuchtsubstanz den Strom nicht leitet. Es wurde deshalb (nach Vorschlag von Strübig) mit Hilfe eines innerhalb der Kathodenstrahlröhre in etwa 1 cm Abstand vor dem Schirm ausgespannten Elektrometerfadens *El* gemessen, eines Wollastondrahtes von 20 μ Stärke, der auf der einen Seite mit dem Käfig K_2 verbunden war und auf der anderen Seite durch eine Quarzfeder *Q* gespannt wurde. Der Ausschlag des Elektrometerfadens gibt dann ein Maß für die zwischen Anode und Schirm bestehende Spannungsdifferenz U_{Sch}. Etwa am Faden ausgelöste Sekundärelektronen fälschen das Meßergebnis nicht, da der Faden doch immer Anodenpotential hat. Geeicht wurde der Elektrometerfaden dadurch, daß man an die Stelle des Glasschirmes einen Metallschirm brachte und zwischen diesem und der Zuganode eine den jeweiligen Elektrometerausschlag bewirkende Spannung legte. Abzulesen waren die Ausschläge durch ein seitlich angebrachtes Meßmikroskop. Auf der einen Seite war in dem massiven Metallkäfig K_2 noch ein Fenster *F* angebracht, das mit einem Metallnetz überzogen war. Durch dieses Fenster konnte das Licht des Leuchtschirmes auf die Photozelle *Ph* treffen. Die Photozelle war eine Selensperrschichtphotozelle, die unmittelbar an das Spiegelgalvanometer angeschlossen werden konnte. Der Ausschlag des Spiegelgalvanometers gibt dann ein Maß für den vom Schirm ausgesandten Lichtstrom und damit auch bei konstanter Fleckgröße ein Maß für die Leuchtdichte. Der Schirm *Sch* war leicht auszuwechseln und seine Entfernung vom Elektrometerfaden konnte von außen verändert werden. Zwischen den Blenden A_1 und A_2 war noch ein Gegenfeld von 50 Volt vorhanden, um zu verhindern, daß an der Blende A_1 ausgelöste Sekundärelektronen auf A_2 gelangen können und so über *I* abfließen können. Außerdem war die dem Primärstrahl zugekehrte Seite der Blende A_2 noch mit Leuchtsubstanz versehen, um sicher zu sein, daß nichts von dem primären Strom unmittelbar auf A_2 fällt. Das Instrument *I* mißt dann wirklich nur den aus dem Schirm ausgelösten und auf den Käfig K_2 gelangenden Sekundärstrom. Der Glasschirm hatte ungefähr einen Durchmesser von 40 mm. Die Größe des Leuchtfleckes betrug 35 mm.

Über die Herstellung des Leuchtschirmes ist noch zu sagen, daß die Leuchtschirmsubstanz auf den Schirmträger (Metall oder Glas) aufgestäubt oder aufgeschwemmt wurde, nachdem der Schirmträger mit aq. dest. bzw. mit Alkohol benetzt war. Von Bindemitteln wurde abgesehen, da sie die Sekundäremissionskurve der Leuchtsubstanz verfälschen können.

3. Meßergebnisse und ihre Erklärung

Die Prüfung der Anordnung wurde zunächst an einem Metallschirm – gut entgastes Nickel – ausgeführt. Der Verlauf der Kurve ist der gleiche, wie er schon von anderen Autoren gefunden wurde. Da dieser Kurvenverlauf in gleicher Weise auch bei den Untersuchungen an Leuchtsubstanzen auftritt, so soll sein Zustandekommen hier kurz erörtert werden. Die Kurve ist in ihrer grundsätzlichen Gestalt in Fig. 3 zu sehen. Die Kurve zeigt nach anfänglichem Folgen des Elektrometerausschlages mit der Anodenspannung U_A ein Absinken auf nahezu 0 (ungefähr bei 100 Volt), um dann erst wieder bei höheren Spannungen (je nach Material 2–6 kV) schnell anzusteigen. Diese Erscheinungen seien an Hand der Fig. 2 erläutert. Hier sind die positiven Spannungen von

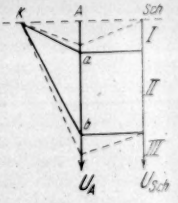

Fig. 2. Gebiete verschiedener Sekundäremission.

Anode und Schirm nach unten auf den Vertikalen aufgetragen. Anfangs liegen Kathode, Anode und Schirm auf gleichem Nullpotential. Beim Steigern der Beschleunigungs- (Anoden-) Spannung U_A kann man den Vorgang in drei Gebiete zerlegen.

1. Die Anodenspannung steigt von 0 bis etwa 100 Volt, die durch die Anodenblende fliegenden Elektronen werden im Raum Anode—Schirm auf Geschwindigkeit 0 abgebremst und kehren auf die Anode zurück. Der Schirm bleibt auf Nullpotential. Sekundärelektronen werden nicht ausgelöst. Der Elektrometerfaden zeigt einen der steigenden Anodenspannung proportionalen Ausschlag (Gebiet I).

2. Gelangen nun bei weiterem Steigern der Anodenspannung einige Elektronen auf den Schirm, so werden hier Sekundärelektronen ausgelöst, deren Prozentsatz größer ist als derjenige der auftreffenden Primärelektronen. Durch den Verlust negativer Teilchen lädt sich der Schirm so weit positiv auf, bis er Anodenpotential erreicht hat. Zwischen Anode und Schirm besteht keine Potentialdifferenz mehr (von einer kleinen Differenz abgesehen, die wegen der Raumladung bleibt). Der Elektrometerfaden zeigt keinen Ausschlag; dieser Zustand hält auch bei weiterem Anwachsen der Anodenspannung an, solange die Sekundäremission > 100 Proz. ist (Gebiet II).

3. Beim Überschreiten einer bestimmten Anodenspannung, die je nach dem Schirmmaterial verschieden ist und in der Größenordnung einiger 1000 Volt liegt, folgt der Schirm nicht mehr dem Anodenpotential. Grob anschaulich gesprochen graben sich die stark beschleunigten Elektronen in den Schirm ein, so daß die Sekundärelektronen, die erst in größerer Tiefe ausgelöst werden, nicht mehr an die Oberfläche herangelangen. Das Schirmpotential stellt sich auf einen konstanten Wert gegenüber der Kathode (Nullpotential) derart ein, daß der Schirm sich auf dem 100-Proz.-Punkt der Sekundäremission befindet, d. h. daß er ebenso viele Elektronen aussendet, wie primär auf ihn aufprallen. Diese stabile Spannungseinstellung bleibt bei weiterer Steigerung von U_A bestehen, so daß der Elektrometerfaden von diesem Punkt an wieder einen wachsenden Ausschlag zeigt: Knickpunkt der Kurve (Gebiet III). Bleibt der Schirm genau auf dem Knickpunktpotential stehen, so muß der Anstieg unter 45° erfolgen.

Diese aus der Kenntnis der Sekundäremission von elektrischen Leitern gewonnenen Erscheinungen treten in analoger Weise auch bei den untersuchten Leuchtschirmsubstanzen und bei reinen Glasschirmen auf. Die Fig. 3 zeigt eine solche an *ZnCdS—Cu* aufgenommene Kurve. Da im stationären Zustand von dem Schirm immer soviel Elektronen heruntergehen wie auftreffen — diese Bedingung wird dadurch erfüllt, daß der Schirm bei irgendeiner Anodenspannung automatisch einen entsprechenden Potentialwert annimmt —, so ist es ganz gleich, ob man die in Fig. 1 angedeutete Klappe in den Strahlengang hineingeschwenkt hat oder nicht. Der Strom, der

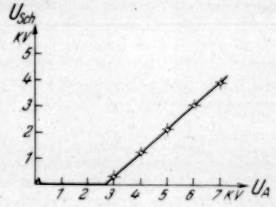

Fig. 3. Aufladekurve eines Zink-Cadmiumsulfidschirmes.
○ Erste Meßreihe: $I = 1{,}4 \cdot 10^{-5}$ Amp.
× Zweite Meßreihe: $I = 3 \cdot 10^{-5}$ Amp.

über I abfließt, ist immer derselbe. Die Klappe wurde deshalb später wieder ausgebaut. Ferner ist nach obiger Überlegung klar, daß das Schirmpotential nicht abhängig ist von der Menge der auftreffenden Elektronen, also vom Strom.

In Fig. 3 sind zwei Meßreihen angedeutet; in der ersten betrug der Strom $1{,}4 \cdot 10^{-5}$ Amp.; in der zweiten war er über doppelt so groß ($3 \cdot 10^{-5}$ Amp.) wie im ersten Versuch. (Zahlenangaben über die Lage des Knickpunktes der Substanzen siehe Abschnitt 5.)

Im allgemeinen zeigt sich nun, daß der Winkel, unter dem der Anstieg des Schirmpotentials erfolgt, im Falle der Leuchtsubstanzen und des reinen Glasschirmes geringer ist als 45°, d. h. aber, daß das Schirmpotential oberhalb der Knickpunktsspannung bei Steigerung von U_A auch noch langsam mitgeht. Der Grund mag vielleicht darin zu suchen sein, daß sich oberhalb der Knickpunktsspannung zwischen Schirm und Käfig ein Feld ausbildet, welches noch, da der Leuchtschirm ein Isolator ist, in den Schirm eindringen kann. Dieses Feld kann einen geringen Verlust der Ladung des Schirmes bewirken. Die Spannungsdifferenz zwischen Schirm und Käfig wird geringer als es der unter 45° Neigung verlaufenden Geraden entspricht.

Erhärtet wird diese Anschauung dadurch, daß bei einem Versuch mit einem Metallschirm, bei dem das Feld nicht eindringt, der Anstieg genau unter 45° erfolgt.

Nachdem nun die Sekundäremissionsverhältnisse geklärt sind, läßt sich auch leicht das Verhalten der Leuchtdichte erklären.

4. Zusammenhang zwischen Beschleunigungsspannung U_A und Leuchtdichte des Schirmes.

Es wurde jetzt mit der in Fig. 1 angedeuteten Photozelle die Leuchtdichte des Schirmes gemessen. Von einer absoluten Angabe wurde abgesehen, da eine Eichung der Photozelle wegen der ungünstigen Stellung von Schirm zu Photozelle zueinander nur schwer möglich gewesen wäre. Da der absolute Zusammenhang zwischen Leuchtdichte und Strahlleistung schon für viele Substanzen ermittelt ist, interessiert er hier nicht mehr[1]). Die Wattbelastung pro cm² mußte niedrig gehalten werden im Vergleich zu Versuchen, bei denen man mit bewegtem Strahl arbeitet, da sonst das Schirmmaterial zerstört wird. Die ausgeleuchtete Schirmoberfläche betrug etwa 10 cm². Bei einem Strom von $2 \cdot 10^{-5}$ Amp. und $U = 1{,}0$ kV Auftreffgeschwindigkeit entspricht diesen Daten eine Wattbelastung von $2 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Watt}}{\text{cm}^2}$. Zunächst wurde nun der Zusammenhang zwischen Leuchtdichte und auftreffen-

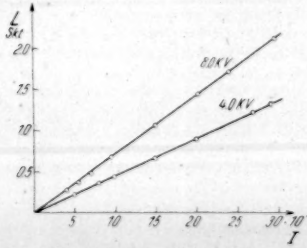

Fig. 4. Abhängigkeit der Leuchtdichte vom Strom (Willemit).

dem Strom bei konstanter Spannung U_A gemessen. Aus der Kurve Fig. 4 geht der lineare Zusammenhang hervor: wird die Auftreffenergie durch Steigerung des Stromes erhöht, so geht auch die Leuchtdichte proportional mit; U_A ist Parameter, mit wachsendem U_A wächst die Neigung der Geraden (aber nicht proportional mit U_A; siehe weiter unten).

Nachdem nun dieser Zusammenhang festgestellt war, wurde als nächstes die Anodenspannung U_A gesteigert. Auf Konstanthaltung von I wurde kein Wert gelegt, da dieselbe Schwierigkeiten bereitete. Es wurde deshalb bei Steigerung von U_A gleichzeitig I abgelesen. Die ermittelte Leuchtdichte wurde dann auf die Stromeinheit bezogen (was nach Fig. 4 ohne weiteres statthaft ist) und als Ordinate gegen die Anodenspannung U_A aufgetragen. Den Zusammenhang zeigt Fig. 5, und zwar abweichend von dem sonst üblichen Verhalten. Im Gebiet I haben wir ein Einsetzen bei einem von Null verschiedenen Wert U_0', dann ein nahezu quadratisches Ansteigen und dann im Gebiet II einen

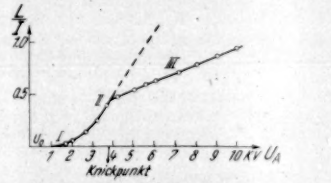

Fig. 5. Abhängigkeit der Leuchtdichte von der Anodenspannung (Willemit).

geradlinigen Anstieg; hier läßt sich das Verhalten in die Formel bringen: $L = A\,i(U - U_0')$, L = Leuchtdichte, i = Stromdichte, U = Spannung. Hinter dem im vorigen Abschnitt erwähnten Knickpunkt steigt dann die Leuchtdichte schwächer an. Der Grund ist klar: wenn die Knickpunktsspannung erreicht ist, nützt weitere Steigerung der Anodenspannung nicht mehr so viel. Das Elektron wird abgebremst und erreicht den Schirm mit der dem Schirm eigenen Knickpunktsspannung. Fig. 6 möge diesen Zusammenhang nochmals näher erläutern. Unter der Helligkeitskurve ist noch die mit dem Elektrometerfaden gemessene Aufladekurve des Schirmes gezeichnet. Bei einer bestimmten Anodenspannung U_A (z. B. 7,0 kV) entnimmt man der unteren Kurve unmittelbar den Wert, um den das Schirmpotential niedriger ist als die Anodenspannung. Um diesen Wert (= 2,25 kV) muß man die Anodenspannung zurücktragen (also $7 - 2{,}25 = 4{,}75$ kV), um die Auftreffspannung zu erhalten. Auf diese Weise erhält man den Punkt B

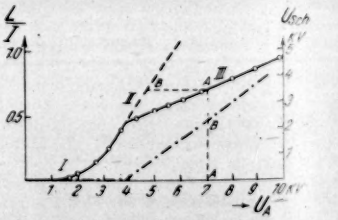

Fig. 6. Reduktion der Leuchtdichte auf das Schirmpotential (Willemit).

in der oberen Figur. Schert man so den ganzen Teil III der oberen Kurve, so erhält man die glatte Fortsetzung des Gebietes II. Die Meßresultate

[1]) Siehe z. B. H. Rupp, Die Leuchtmassen und ihre Verwendung. Berlin 1937.

werden also einfacher, wenn man nur statt der Beschleunigungsspannung die Schirmspannung aufträgt. Daß noch ein Anstieg der Lichtkurve

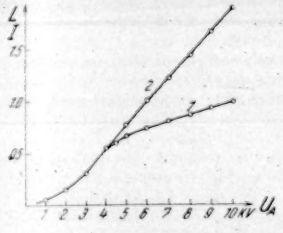

Fig. 7. Leuchtdichte eines mit Leuchtsubstanz bestäubten Metallschirmes (Willemit).

im Gebiet III vorhanden ist, liegt daran, daß die untere Gerade unter weniger als 45° Neigung verläuft. Um die glatte Fortsetzung des Gebietes II auch messend zu erfassen, wurde an Stelle des Glasschirmes ein Metallschirm verwendet, auf dem das Willemit dünn aufgetragen war, so daß die Primärstrahlen das unterliegende Metall noch erreichen konnten. Zunächst wurde der Schirm isoliert untersucht. Man erhält die Kurve 1 der Fig. 7. Der Sachverhalt ist genau derselbe wie in Fig. 6, nur daß hier die Metallunterlage noch mit an der Sekundäremission beteiligt gewesen sein kann. Als nächstes wurde der Schirm leitend mit der Anode verbunden. Man erhält die Kurve 2 der Fig. 7: die Auftreffspannung ist gleich der Anodenspannung. Diese Kurve entspricht der glatten Fortsetzung vom Gebiet II in Fig. 6. Bei Benutzung einer Metallunterlage kann man den Elektrometerfaden mit diesem Metallschirm gleich eichen. Die Leuchtschirmsubstanz wirkt als Dielektrikum und hat wegen ihrer geringen Dicke keinen Einfluß auf die Eichung.

5. Fleckvergrößerung; Verschiebung des Gleichgewichtspotentials bei Dauerbelastung.

Es ist noch auf einen Effekt hinzuweisen, der oberhalb der Knickpunktsspannung auftritt. Von

Fig. 8. Kraftlinienverlauf (qualitativ) oberhalb des Gleichgewichtspotentials.

diesem Punkt an tritt bei steigender Spannung ein Gegenfeld auf, mit einem in Fig. 8 qualitativ gezeichneten Verlauf. Es ist eine radiale Komponente der Feldstärke vorhanden. Diese übt auf die Primärelektronen eine Kraft aus und vergrößert deshalb den Leuchtfleck, und zwar wachsend mit steigender Spannung. Die Stelle, an der die Vergrößerung einsetzt, ist das Knickpunktspotential. In einem Versuch, in dem der Knick-

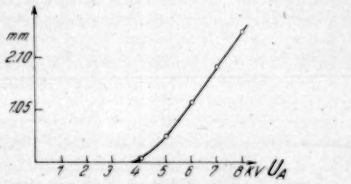

Fig. 9. Vergrößerung des Leuchtfleckdurchmessers in Abhängigkeit von der Anodenspannung. Anfänglicher Leuchtfleckdurchmesser = 35 mm.

punkt bei 3,8 kV lag, betrug bei einer Anodenspannung $U = 8$ kV die Vergrößerung des Durchmessers 2,6 mm. Bei einem Fleck von 35 mm Durchmesser sind das über 7 Proz. (Fig. 9).

Aus den bisher dargelegten Untersuchungen erkennt man die Wichtigkeit, eine Angabe über die Lage des Knickpunktes zu haben. Es bestand deshalb die Absicht, von verschiedenen zur Verfügung stehenden Substanzen den Knickpunkt als Materialkonstante zu bestimmen. Zu diesem Zweck wurde an Stelle des Glasschirmes eine Glimmerplatte verwandt. Diese Platte konnte verschoben werden, und zwar herunter, bis sie auf der in Fig. 1 angedeuteten Metallplatte M auflag. Die Metallplatte wurde dann durch Wirbelströme einer Hochfrequenzausschwingvorrichtung ausgeglüht, und somit die Glimmerplatte und die darauf befindliche Leuchtsubstanz ausgeheizt. Es ergaben sich dann auch Unterschiede in der Knickpunktsbestimmung vor und nach dem Ausheizen, die aber klein waren zu dem Effekt der Ermüdungserscheinungen. Damit ist gemeint die Wanderung des Knickpunktes zu niedrigeren Werten der Spannung bei Dauerbelastung des Schirmes, wie sie Fig. 10 zeigt. Der Willemitschirm wurde dauernd mit einer Strahlstromdichte von $2 \cdot 10^{-6}$ Amp./cm² beschickt bei einer Anodenspannung von 8 kV. In Abständen von 10 Minuten wurden Knickpunktsmessungen gemacht. Man sieht hieraus, daß die Lage des Knickpunktes außerordentlich

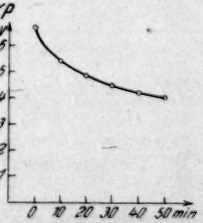

Fig. 10. Verschiebung des Knickpunktes bei Dauerbelastung. $I/\text{cm}^2 = 2 \cdot 10^{-6}$ Amp, $U_A = 8$ kV.

stark von der Belastung abhängt. Außer an Willemit wurden solche Ermüdungskurven auch noch an $CaWO_4$, $CdWO_4$ und CdS-Cu gemessen. In der Tabelle sind die Knickpunktswerte zu Beginn und am Ende einer solchen Meßreihe angegeben. Außerdem wurden noch von einigen anderen Substanzen Knickpunktswerte ermittelt und in der Tabelle angeführt. Dieselben sind aber keine Endwerte im Sinne der in Fig. 10 gefundenen asymptotischen Werte, sondern entsprechen gewissen mittleren Werten.

Substanz	Hersteller	Knickpunkt in kV
ZnS–Cu	Riedel de Haen	5,3
$ZnCdS$–Cu		3,8
Zn_2SiO_4–Mn		5,2
CdS–Cu		von 8,2 bis 3,0
$CaWO_4$		von 9,2 bis 3,7
$CdWO_4$	Schering und Kahlbaum	von 9,0 bis 5,2
Willemit	unbekannt	von 6,9 bis 3,8
$ZnCdS$–Cu		4,0

Im ganzen läßt sich nur sagen, daß die Knickpunkte der Substanzen schon bei verhältnismäßig geringer Belastung unter 6,0 kV herabsinken, und zwar scheint diese Ermüdung dadurch zu entstehen, daß sich infolge der Bestrahlung allmählich an der Oberfläche — zunächst natürlich noch in unsichtbarer Menge — Metall abscheidet.

6. Zusammenhang mit den Arbeiten anderer Autoren.

In einer Arbeit von Schnabel[1]) wird bereits der Zusammenhang zwischen Leuchtdichte und Anodenzugspannung bei Verwendung eines Glasschirmes als Trägerschirm festgestellt. Der Zusammenhang ist dort auch ein linearer zwischen Leuchtdichte und Anodenspannung, und zwar ist gemessen von Spannungswerten ab die über 6 kV liegen. Es wird in dieser Arbeit schon darauf hingewiesen, daß die absolute Ausbeute, d. h. die Neigung dieser Geraden, wenn man statt des Glasschirmes einen Metallschirm nimmt, den man mit der Anode leitend verbindet [Ardenne, Zworykin[2])], um das 1—2fache höher liegt. Diese Tatsache steht im vollen Einklang mit den vorgehend beschriebenen Messungen. Die von Schnabel gefundenen Kurven entsprechen dem Gebiet III der Fig. 6. Würde dort statt der Zugspannung die wahre Auftreffspannung aufgetragen, so würden auch diese Kurven mit den von Zworykin und Ardenne gefundenen Kurven, die der Kurve 2 der Fig. 7 entsprechen, übereinstimmen. Ein Knick in der Lichtkurve ist in der erwähnten Arbeit nicht gefunden worden, da derselbe bei der gewählten Belastung von 0,1 mA/cm² sofort unter 6 kV heruntersinkt.

Es zeigt sich aber noch ein weiterer Zusammenhang mit der erwähnten Arbeit von Schnabel, und zwar mit der dort angegebenen Ermüdungskurve der Leuchtsubstanz (bei konstanter Strahlstromleistung wird die Intensität des Schirmes in gewissen Zeitabständen gemessen) und der in Fig. 10 aufgetragenen Verschiebung des Knickpunktes bei Dauerbelastung. Nimmt man zunächst einmal an, daß in der Formel:

$$L = Ai(U - U_0)$$

A ermüdungsunabhängig ist, so würde man, wenn man mit jeder Knickpunktsbestimmung auch gleichzeitig die Leuchtdichtekurve mit aufnehmen würde, Kurven erhalten, wie sie in Fig. 11 dargestellt sind. Bei konstanter Anodenspannung (etwa 10 kV) würde man dann in Abständen von 10 Minuten für die Leuchtdichte die Punkte 0—5 aufnehmen. Da die Kurve b—c geradlinig verläuft, würde man für die Ermüdungskurve der Leuchtdichte eine Kurve erhalten von demselben Charakter wie die Kurve der Fig. 10. Es ergibt sich so eine Pseudo-

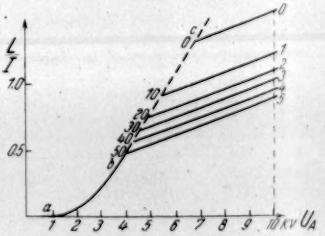

Fig. 11. Leuchtdichtekurven mit den Knickpunktswerten aus Fig. 10.

ermüdungskurve der Leuchtdichte, die darauf beruht, daß sich, wenn man die Anodenspannung konstant hält, die Auftreffgeschwindigkeit der Elektronen auf den Schirm bei dauernder Bestrahlung allmählich vermindert. Hinzu kommt noch, daß A ermüdungsabhängig ist, d. h. daß auch noch bei konstanter Auftreffgeschwindigkeit die Lichtausbeute der Leuchtsubstanz abnimmt.

7. Querleitfähigkeit der Leuchtmassen.

Bisher war nur der Anteil des Stromes berücksichtigt, der als Sekundärstrom vom Schirm heruntergeht. Es könnte aber sein, daß ein Teil des Stromes, der auf den Schirm auftrifft, über

1) Archiv f. Elektrotechnik **38**, 789, 1934.
2) Ardenne Kathodenstrahlröhre. Zworykin J. Amer. Inst. electr. Engr. Vol. 10.

den Schirm als Querstrom abfließen kann. Dieser Anteil könnte, falls er merklich wäre, die Potentialverteilung auf dem Schirm und damit auch die Leuchtdichteverhältnisse verändern. In Braunschen Röhren ist z. B. der hintere Teil der Röhre mit Aquadag ausgekleidet. Die Leuchtschirmsubstanz grenzt mit ihrem Rand unmittelbar an diesen Aquadagbelag; da dieser Aquadagbelag im allgemeinen mit der letzten Anode des Linsensystems verbunden ist, so befindet sich

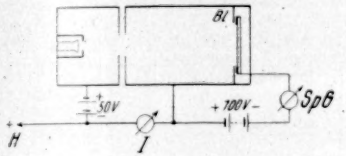

Fig. 12. Versuchsanordnung zur Querstrommessung.

der Leuchtschirmrand auf Anodenpotential. Um in unserer Versuchsapparatur ähnliche Verhältnisse zu schaffen, wurde der Glasschirm der Fig. 1 mit einem Metallrand von 3 mm Stärke eingefaßt. Die Leuchtschirmsubstanz wurde dann aufgetragen, und zwar so, daß Glasschirm und Metallrand gleichmäßig damit überdeckt waren. In dem Käfig K_2 der Fig. 1 wurde noch eine Blende *Bl* angebracht, und zwar in etwa 1 mm Abstand vom Metallrand, um zu verhindern, daß Primärelektronen unmittelbar auf den Metallrand auftreffen (siehe Fig. 12). Außerdem befand sich noch ein Feld von 100 Volt zwischen dieser Blende und dem Metallring. Dieses Feld hatte den Zweck, zu vermeiden, daß die auf dem Schirm ausgelösten Sekundärelektronen auf den Metallring kommen können. Mit einem Spiegelgalvanometer *SpG*, welches zwischen dem Metallring und dem Käfig *K* liegt, mißt man dann den innerhalb der Schirmsubstanz übergehenden Strom. Auf dem Leuchtschirm haben wir dann in der Mitte den Leuchtfleck, der Schirmpotential hat, alsdann einen Teil unbestrahlter Leuchtschirmsubstanz und außen den Metallrand auf Anodenpotential. Wenn wir uns oberhalb des Knickpunktes befinden, so haben wir zwischen Rand des Leuchtfleckes und Metallring eine Potentialdifferenz, und es kann ein Strom über den Schirm abfließen. Dieser Strom betrug bei einer Entfernung Metallrand—Leuchtfleckrand von 2 mm weit unter 1 Proz. des gesamten Auftreffstromes. Er nimmt bei Verkleinerung des Leuchtfleckes, d. h. bei steigendem Abstand zwischen Metallrand und Leuchtfleckrand, ab, weil der Widerstand der unbestrahlten Zwischenschicht mit diesem Abstand proportional zunimmt und wird im praktischen Fall bei der Braunschen Röhre, wo man mit dem Elektronenstrahl bei weitem nicht bis auf 2 mm an den Rand herangeht, außerordentlich klein; praktisch ist dieser Querstromanteil also bedeutungslos.

8. Zusammenfassung.

1. Es wird festgestellt, daß sich ein isolierter Leuchtschirm bei Bestrahlung mit Elektronen ähnlich verhält wie ein isolierter Metallschirm, d. h. daß er bei wachsender Anodenspannung zunächst positiv wird und Anodenpotential annimmt. Von einem gewissen Punkt an (100 Proz. Punkt der Sekundäremission) folgt er dem Anodenpotential nur viel langsamer. Hierin liegt ein Unterschied gegenüber Metallschirmen, die auf einem festen Wert (Knickpunkt) stehen bleiben.
2. Es wird der experimentelle Zusammenhang zwischen Leuchtdichte und Anodenspannung ermittelt; die Leuchtdichte wird auf die Schirmspannung reduziert. Man findet eine größere Lichtausbeute (ausgestrahlte Lichtenergie / aufgewandte elektrische Energie), wenn man einen Metallschirm benutzt, den man mit der Anode leitend verbindet.
3. Man findet eine Fleckvergrößerung oberhalb des Gleichgewichtpotentials, die sich infolge der Radialkomponente des Gegenfeldes ausbildet.
4. Es wird die Wanderung des Knickpunktes zu niedrigeren Spannungswerten hin bei Dauerbelastung festgestellt. Hierbei wird auf den Zusammenhang mit den Ermüdungskurven der Leuchtdichte hingewiesen.
5. Nachdem der eine Anteil des Stromes untersucht ist, der für den Rücktransport der Ladungen vom Schirm maßgeblich ist, nämlich der Sekundärelektronenstrom, wird noch der Stromanteil untersucht, der als Querstrom über den Schirm abfließen kann und der, falls er einen merklichen Anteil liefern würde, die Potentialverhältnisse des Schirmes ändern könnte. Dieser Anteil ist aber außerordentlich klein, im praktischen Fall wird er bedeutungslos.

Zum Schluß möchte ich sowohl Herrn Dr. Hagen, auf dessen Anregung die Arbeit entstand, wie auch meinem verehrten Lehrer Herrn Prof. H. G. Möller meinen Dank aussprechen für zahlreiche wertvolle Ratschläge und für die freundliche Unterstützung bei der Arbeit.

Der Fernseh A. G. bin ich zu Dank verpflichtet, weil sie mir durch Überlassung von Instrumenten die Ausführung der Arbeit ermöglichte.

Hamburg, Institut für angewandte Physik der Hansischen Universität, Juni 1938.

(Eingegangen 30. Juni 1938)

Eine Methode zur Bestimmung der Richtung und zur Unterscheidung von α- und H-Strahlen in einer Ionisationskammer

Von Josef Schintlmeister in Wien

Die Wilson-Nebelkammer hat vor der Ionisationskammer den Vorzug, daß sie unmittelbar ein Bild über die Richtung der einzelnen Strahlen gibt. Die Richtung der Strahlen zu kennen ist oft sehr wichtig, da z. B. schräg zur Achse der Versuchsanordnung verlaufende Strahlen Absorptionsschichten schräg durchsetzen und somit stärker verkürzt werden. Um bei Ionisationskammern den Winkel der Strahlen zu definieren, werden diese meist durch eine Lochblende oder eine Siebplatte ausgeblendet. Eine solche Ausblendung setzt jedoch immer die geometrische Ausbeute stark herab.

Die Richtung von Strahlen, die beispielsweise von einem großflächigen ebenen Präparat ausgehen, kann jedoch mit einer Ionisationskammer bestimmt werden, wenn diese, wie Fig. 1 zeigt, durch ein Gitter unterteilt ist. Das Gitter führt zu einem Röhrenelektrometer oder einem Hoffmann-Duanten-Elektrometer. Es liegt an Potential Null oder besitzt das negative Potential des Steuergitters der Röhre. Eine plattenförmige Elektrode ist mit einem zweiten Elektrometer verbunden, das als Ganzes an negativem Potential liegt. Die Wand der Ionisationskammer sowie der Präparatträger liegen ebenfalls an negativem Potential. Die Ausschläge beider Elektrometer werden gemeinsam registriert.

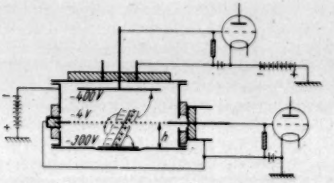

Fig. 1. Ionisationskammer mit zwei Elektroden zur Bestimmung der Richtung und zur Unterscheidung von α- und *H*-Strahlen.

Wie ein Blick auf Fig. 1 erkennen läßt, werden sämtliche negative Ionen, die der Strahl erzeugt, an der Gitterelektrode niedergeschlagen. Diese Ionenzahl ist ein sehr genaues Maß für die Reichweite R des Strahles[1]). Auf der Plattenelektrode werden diejenigen positiven Ionen niedergeschlagen, die in dem Raume zwischen Gitter- und Plattenelektrode erzeugt wurden. Ihre Zahl ist ein genaues Maß für die Länge r des Bahnstückes, das in diesen Raum hineinragt. Es ist nun ersichtlich, daß r um so kleiner wird, je schräger ein Strahl austritt, demnach also ein Maß für den Winkel ist, unter dem der Strahl die Kammer durchsetzt. Eine einfache geometrische Überlegung gibt dafür folgende Beziehung:

$$r = R - \frac{h}{\cos \varphi} . \qquad (1)$$

Als Austrittswinkel φ wird dabei der Winkel zwischen Lot auf das Präparat und Richtung des Strahles verstanden. Mit h ist der Abstand des Gitters von dem Präparat bezeichnet.

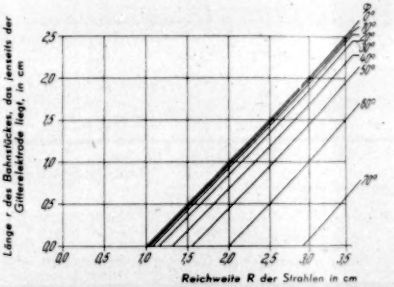

Fig. 2. Jeder Strahl, der durch beide Teile der Ionisationskammer nach Fig. 1 geht, wird durch einen Punkt in dieser Figur dargestellt. Punkte für Strahlen von gleichem Austrittswinkel und verschiedener Länge liegen auf den eingezeichneten Geraden. (Abstand h des Gitters vom Präparat 1 cm.)

Wird in einem rechtwinkligen Koordinatensystem als Abszisse die Reichweite R und als Ordinate die über das Gitter hinausragende Länge r der Bahn jedes Strahles aufgetragen, so liegen die Punkte für Strahlen von gleichem Austrittswinkel und verschiedener Länge auf den in Fig. 2 eingezeichneten Geraden. Die Kurvenschar von Fig. 2 wurde unter der Annahme berechnet, daß der Abstand h des Gitters von dem Präparat 1 cm beträgt. Diese Figur behält auch für jeden anderen Abstand ihre Gültigkeit, wenn die Bezifferung beider Koordinatenachsen mit dem Betrag dieses in Zentimeter gemessenen Abstandes multipliziert wird.

Die Kurven von Fig. 2 bekommen gleichen Abstand, wenn man nicht den Austrittswinkel als Parameter wählt, sondern die Vergrößerung der Absorption bei schiefer Durchdringung. Ist d das Luftäquivalent der zu durchsetzenden Schicht, also die Verkürzung der Reichweite bei

1) J. Schintlmeister, Wiener Sitzungsber. IIa) **146**, 371, 1937 (Mitt. des Ra-Inst. Nr. 400).

senkrechter Durchsetzung, so ist bei schiefer Durchsetzung dieser Schicht die Verkürzung $v = \frac{d}{\cos\varphi}$. Es bekommt dann Gleichung (1) die Form:

$$r = R - \frac{hv}{d}, \qquad (2)$$

die in Fig. 3 veranschaulicht ist. Auch Fig. 3 behält ihre Gültigkeit, wenn der Abstand h des Gitters vom Präparat sowie die Reichweitenangaben der Abszissen- und Ordinatenachse mit demselben Faktor multipliziert werden.

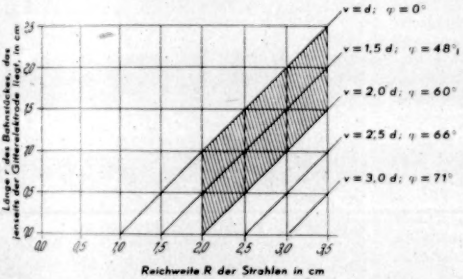

Fig. 3. Kurven wie in Fig. 2, jedoch Vergrößerung der Absorption bei schiefer Durchsetzung einer Absorptionsschicht als Parameter gewählt. v = Verkürzung der Reichweite eines Strahles. d = Luftäquivalent der absorbierenden Schicht = Verkürzung der Strahlen bei senkrechtem Austritt. (Abstand h des Gitters vom Präparat 1 cm.)

Je schräger der Strahl verläuft, um so länger muß er sein, damit er noch die Gitterebene durchstößt. Will man aus einer nach Fig. 2 oder 3 angelegten Statistik der Reichweiten eine übliche Absorptionskurve ableiten, bei der z. B. nur Strahlen mit einem Austrittswinkel zwischen 0° und 60° berücksichtigt werden, so dürfen auch von den unter einem Winkel von 0° austretenden Strahlen nur diejenigen berücksichtigt werden, die so lang sind, daß sie auch dann noch in den zweiten Teil der Ionisationskammer ragen würden, wenn sie mit 60° austräten. Das heißt also, daß zur Ableitung einer solchen Absorptionskurve nur solche Strahlen herangezogen werden dürfen, die durch einen Punkt in dem in Fig. 3 schraffierten Raum repräsentiert werden.

Mit der in Fig. 1 schematisch dargestellten Ionisationskammer kann nicht nur Reichweite und Austrittswinkel von Strahlen gemessen werden. Aus der Statistik der mit den Elektrometern gemessenen Ionenmengen geht auch hervor, ob der Strahl ein α- oder *H*-Strahl ist. Zweifel in dieser Hinsicht sind nur dann möglich, wenn *H*-Strahlen einen Austrittswinkel größer als ungefähr 78° besitzen, mit der Gitterebene also einen Winkel kleiner als 12° einschließen. Werden nämlich die mit den Elektrometern gemessenen Ionenmengen entsprechend den Fig. 2 und 3 dargestellt, so nehmen die *H*-Strahlen den links von der Linie für 0° Austrittswinkel von α-Strahlen liegenden Raum ein. Die Kurven für gleichen Austrittswinkel oder gleiche Verkürzung von *H*-Strahlen liegen annähernd parallel zu denen für α-Strahlen, sind jedoch bei einer Einteilung der Koordinaten in Ionenmengen und nicht in Reichweiten keine Geraden mehr. Ein Meßpunkt, der von einem *H*-Strahl herrührt, kommt dann in das Gebiet der α-Strahlen zu liegen, wenn der *H*-Strahl so schräg durch die Kammer läuft, daß er in dem Raume zwischen Präparat und Gitter mehr Ionen erzeugt wie ein senkrecht austretender α-Strahl. Bei einem Luftäquivalent des Gases zwischen Präparat und Gitter von 1 cm ist dies erst bei dem erwähnten Winkel von 78° der Fall. Die Kammer leistet in dieser Hinsicht übrigens nicht mehr, als die seinerzeit von G. Stetter und J. Schintlmeister[1]) angegebene Doppelionisationskammer, bei der die Strahlen nacheinander eine seichte und eine tiefe, durch eine dünne Folie voneinander getrennte Ionisationskammer durchsetzen. Bei dieser Doppelionisationskammer läßt die gleichzeitige Registrierung der in den einzelnen Kammern erzeugten Ionenmengen ebenfalls entscheiden, ob der einzelne Strahl ein α- oder *H*-Strahl war.

Es seien nun noch einige Einzelheiten besprochen, die bei der Konstruktion und Benutzung der Winkelbestimmungskammer von Bedeutung sind. In der Mitte zwischen den Gitterdrähten ist das elektrische Feld schwach. Man müßte also große Spannungen anwenden, um die Wiedervereinigung der Ionen an dieser Stelle zu verhindern. Dies ist unnötig, wenn nach G. Ortner und G. Stetter[2]) hochgereinigter Stickstoff durch die Kammer geleitet wird. Die negativen Ionen besitzen in reinem Stickstoff eine sehr große Beweglichkeit und wandern daher auch in einem schwachen Feld rasch zu den Elektroden. Auch in einem schwachen Feld

1) G. Stetter und J. Schintlmeister, Wiener Sitzungsber. (IIa) **142**, 427, 1933 (Mitt. des Ra-Inst. Nr. 322) und **143**, 597, 1934 (Mitt. des Ra-Inst. Nr. 351); J. Schintlmeister und E. Föyn, Wiener Sitzungsber. (IIa) **144**, 409, 1935 (Mitt. des Ra-Inst. Nr. 368).

2) G. Ortner und G. Stetter, Wiener Akad. Anzeiger **70**, 341, 1933; Physik. Zeitschr. **35**, 563, 1934.

ist daher Sättigung zu erreichen. Die langsamen positiven Ionen müssen durch Diffusion in das starke Feld gelangen. Es ist aus diesem Grunde günstig, das Gitter möglichst enge zu wickeln, damit die Aufladezeit möglichst klein wird. Damit nicht zu viele Strahlen auf die Gitterdrähte treffen, ist möglichst dünner Draht zu wählen. In einer ausgeführten Kammer, die zur Untersuchung der α-Strahlung des Urans verwendet wird, besaßen die Gitterdrähte 0,07 mm Durchmesser und waren in einem Abstand von 2 mm zueinander parallel auf einen Ring von 10 cm Durchmesser gewickelt. Einschnitte im Ring sicherten die Abstände der Gitterdrähte voneinander. Straffe Spannung der Drähte wurde durch eine mechanische Vorspannung des Ringes während des Wickelns bewirkt. Der Ring mußte, um mechanische Schwingungen zu verhindern, bloß an zwei gegenüberliegenden Stellen gehaltert werden.

Damit die Ebene des Gitters tatsächlich auch die Scheidungsebene für die positiven Ionen ist, muß die Feldstärke beiderseits des Gitters gleich sein. Um die Feldstärke auszurechnen, muß zunächst der Durchgriff der Kraftlinien, die von der das Präparat tragenden Fläche ausgehen, durch das Gitter bekannt sein. Der Durchgriff kann nach der bekannten Formel

$$D = \frac{a}{2\pi h} \ln \frac{a}{2\pi \varrho} \qquad (3)$$

berechnet werden. Es bedeuten dabei a den Abstand der parallelen Gitterdrähte voneinander, h den Abstand der das Präparat tragenden Fläche von der Ebene der Gitterdrähte und ϱ den Halbmesser der Gitterdrähte. Unter Benutzung des Begriffes des „effektiven Gitterpotential" erhält man dann folgende Bedingung, die erfüllt sein muß, damit die Feldstärke beiderseits der Gitterebene gleich ist:

$$\frac{u_g - u_p}{u_k - u_p} = \frac{l + hD}{l - h} \,. \qquad (4)$$

In dieser Gleichung bedeuten u_g das Potential der Gitterelektrode, u_p das Potential der Plattenelektrode, u_k das Potential der Fläche, die das Präparat trägt, zugleich auch Potential der Wand der Ionisationskammer, h den Abstand der das Präparat tragenden Fläche von der Ebene der Gitterdrähte und l den Abstand dieser Ebene von der Plattenelektrode.

Statt der Gitterdrähte kann auch eine leitende dünne Folie in den Strahlengang eingeschaltet werden. Es ist dann nicht nötig, auf annähernde Gleichheit der Feldstärken zu achten, jedoch erfordert eine solche Folie, da sie den Strahl verkürzt, eine von Austrittswinkel und Reichweite des Strahles abhängige Korrektur der aus den Ionenmengen abgeleiteten Reichweite.

Werden auf der Gitterelektrode Ionen niedergeschlagen, so ändert diese Elektrode ihre Spannung und erzeugt dadurch auf der Plattenelektrode eine Influenzladung. Ebenso influenziert die Plattenelektrode auf die Gitterelektrode. Die auf der Gitterelektrode gemessene Ladung Q_g ist zu vergrößern um den Betrag

$$\Delta Q_g = Q_p \frac{C_{\text{teil}}}{C_p} \,. \qquad (5)$$

Die Korrektur für die ebenfalls zu klein gemessene Ladung Q_p der Plattenelektrode lautet:

$$\Delta Q_p = Q_g \frac{C_{\text{teil}}}{C_g} \,. \qquad (6)$$

Um diese Influenzierung berücksichtigen zu können, ist es nötig, die Teilkapazität C_{teil} zwischen Gitter und Plattenelektrode zu messen. Dies geschieht am einfachsten so, daß die Plattenelektrode von dem einen Elektrometer abgeschaltet wird und nur die Gitterelektrode mit ihrem Elektrometer verbunden bleibt. Nun wird ein Kondensator mit genau bekannter Influenzierungskapazität an dieses Elektrometer angeschlossen. Durch gleichzeitige Änderung der Spannung an der Influenzierungselektrode dieses Kondensators und an der Plattenelektrode werden entgegengesetzt gleiche Ladungen auf das Elektrometer influenziert, das mithin beim Anlegen der Spannungen in Ruhe bleiben muß[1]). Das Verhältnis der beiden Spannungen ist gleich dem Verhältnis der beiden Influenzierungskapazitäten, von denen die eine bekannt ist. Bei einem meist ohnehin in das Elektrometer eingebautem geeichten Influenzierungsring entfällt selbstverständlich ein besonderer Influenzierungskondensator. Außer der Kenntnis der Teilkapazität ist weiter noch die Kenntnis der Gesamtkapazität C_g und C_p jeder der Elektroden und der mit ihnen verbundenen Leiterteile nötig. Diese Gesamtkapazität kann man beim Röhrenelektrometer z. B. aus dem Verhältnis der Ladungsempfindlichkeit zu der Spannungsempfindlichkeit der Anordnung bestimmen.

Bei der Auswertung der Ausschläge der Registrierstreifen berücksichtigt man die Influenzkorrektur am besten in folgender Weise. Zunächst wird auf Millimeterpapier eine Aus-

1) G. Hoffmann, Physik. Zeitschr. 13, 1029, 1912; Ann. d. Phys. **42**, 1196, 1913 und 52, 665, 1917.

schlagsstatistik angefertigt, bei der die rechtwinkligen Koordinaten jedes Meßpunktes die gemessene Größe der Ausschläge von Gitterelektrode und Plattenelektrode angeben. Sodann wird ein Koordinatennetz berechnet, das unter Berücksichtigung der Influenzkorrektur die Größe der Ausschläge in Ionenmengen überführt. Dieses Koordinatennetz, das schiefwinklig ist, wird nunmehr über das ursprüngliche, rechteckige Koordinatennetz gebreitet. An Hand dieses neuen Koordinatennetzes werden hierauf die Kurven gleichen Austrittswinkels oder gleicher Verkürzung der Strahlen in das Statistikblatt eingezeichnet. Diese Kurven können dann weiter benutzt werden zur Aufstellung differentieller Absorptionskurven, die verschiedenen Winkelbedingungen entsprechen.

Die bisher beschriebene Ausführungsform der Winkelbestimmungskammer eignet sich vor allem zur Untersuchung von Strahlen, die sich nicht allzusehr in der Reichweite unterscheiden. Sind Strahlen zu untersuchen, die um mehrere Zentimeter in der Reichweite verschieden sind, so empfiehlt es sich, eine dreifache Registrierung vorzunehmen und ein zweites Gitter vorzusehen. Fig. 4 stellt eine solche Ionisationskammer mit drei Elektroden schematisch dar. Von der Fläche f, die an negativem Potential liegt, sollen die Strahlen ausgehen. Das erste Gitter g_I besitzt ein Potential in der Nähe von Null und ist mit

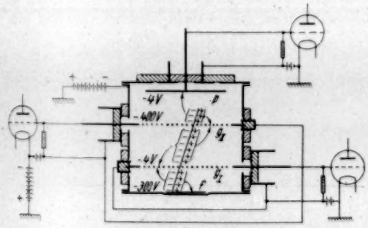

Fig. 4. Ionisationskammer mit drei Elektroden, um auch bei größeren Unterschieden in der Reichweite der einzelnen Strahlen Richtung und Art jedes Strahles bestimmen zu können.

dem ersten Elektrometer verbunden. Das darauf folgende zweite Gitter g_{II} liegt mitsamt dem mit ihm verbundenen Elektrometer an negativem Potential. Die Plattenelektrode p liegt wiederum ungefähr auf Potential Null. Die Zahl der auf dieser Elektrode niedergeschlagenen Ionen wird mit einem dritten Elektrometer gemessen.

Endet ein Strahl in dem Raume zwischen dem ersten und zweiten Gitter, so wandern sämtliche negative Ionen zum ersten Gitter. Der Ausschlag am Elektrometer ist das Maß für die Reichweite des Strahles. Die positiven Ionen wandern teils zur Fläche, die das Präparat trägt, teils zum zweiten Gitter und geben genau so wie bei der Ionisationskammer nach Fig. 1 ein Maß für den Austrittswinkel. Die Funktion der Plattenelektrode der Kammer nach Fig. 1 erfüllt hier also das zweite Gitter. An der Plattenelektrode p werden keine Ionen niedergeschlagen.

Endet ein Strahl in dem Raume zwischen zweitem Gitter und Plattenelektrode, so wandern, wie in Fig. 4 dargestellt, diejenigen negativen Ionen, die im Raume zwischen zweitem Gitter und Plattenelektrode gebildet wurden, zur Plattenelektrode. Je schräger der Strahl die Kammer durchsetzt, um so weniger negative Ionen gelangen an die Plattenelektrode, ihre Zahl ist also ein Maß für den Austrittswinkel. Alle übrigen negativen Ionen werden auf das erste Gitter niedergeschlagen. Die Summe der Ionenmengen, die auf das erste Gitter und auf die Plattenelektrode gelangen, gibt ein Maß für die Reichweite des Strahles. Die positiven Ionen werden teils zum zweiten Gitter getrieben, teils auf die das Präparat tragende Fläche niedergeschlagen. Sie werden zwar durch das an das zweite Gitter angeschlossene Elektrometer registriert, die Ausschläge dieses Elektrometers werden jedoch bei diesen durch alle drei Teile der Ionisationskammer gehenden Strahlen nur für die Influenzkorrektur benutzt. Bei der Auswertung der Registrierstreifen empfiehlt sich für die kürzeren Strahlen, die nur durch zwei Teile der Ionisationskammer gehen und für die längeren Strahlen, die noch in den dritten Teil der Ionisationskammer ragen, gesonderte Statistikblätter anzulegen.

Zusammenfassung

Es wird eine Ionisationskammer für α- und *H*-Strahlen angegeben, die durch eine gitterförmige Elektrode in zwei Räume geteilt ist. Es kann mit ihr durch doppelte Registrierung jedes Strahles sowohl Reichweite wie Richtung des Strahles in der Kammer ermittelt und außerdem noch festgestellt werden, ob ein α- oder *H*-Strahl vorliegt.

Wien, Vereinigtes I. und II. Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 13. April 1938)

Die paramagnetische Relaxation

Von P. Debye

Gorter[1]) hat gefunden, daß auf dem Gebiete des Paramagnetismus eine Relaxation besteht. Neuerdings haben de Haas und du Pré[2]) an Eisenammoniumalaun, einem der Salze, das gut geeignet ist zur Erreichung tiefer Temperaturen mit Hilfe des adiabatischen Entmagnetisierungsprozesses, die Relaxationszeit bei Heliumtemperaturen gemessen. Sie finden Werte der Größenordnung 0,01 sec, die übrigens wesentlich kleiner sind, als man nach einer theoretischen Rechnung von Heitler und Teller[3]) hätte erwarten sollen. Casimir und du Pré[4]) haben eine Formel gegeben für die Abhängigkeit der Suszeptibilität von der Meßfrequenz, die offenbar die Beobachtungen gut darstellt. Die Beobachtungen wurden so ausgeführt, daß das Salz in einem konstanten Felde von bis zu 2500 Gauß gehalten wurde und seine Suszeptibilität in einem überlagerten schwachen Magnetfelde von der Frequenz ω gemessen wurde.

Die zuletzt genannten Autoren gehen bei der Ableitung ihrer Formel von dem Ansatze aus, daß das Spinsystem der Elektronen, welches für die magnetischen Eigenschaften verantwortlich ist, in jedem Augenblick in sich in Temperaturgleichgewicht ist, aber daß eine Temperaturdifferenz gegen die als konstant angenommene Temperatur des Kristallgitters bestehen kann. Ist diese Temperaturdifferenz ϑ, so soll die vom Spinsystem an das Kristallgitter im Zeitelement δt abgegebene und von diesem sofort weitergegebene Wärmemenge $\alpha\vartheta\delta t$ betragen. Unter diesen Voraussetzungen wird die Abhängigkeit der Suszeptibilität von der Frequenz ω berechnet, aber nur für den Fall, daß das magnetische Moment eine Funktion des Verhältnisses Magnetfeld H zu Temperatur T ist, also für ideale paramagnetische Körper. Man kann nun, unter Beibehaltung des Ansatzes, der Endformel eine sehr übersichtliche Gestalt geben und gleichzeitig verallgemeinern für den allgemeinen Fall, in dem die Beschränkung über das Verhalten der Magnetisierung nicht gemacht wird.

Ist σ das magnetische Moment und u die Energie, so ist die zugeführte Wärme stets dargestellt durch den Ausdruck

$$\delta q = du - Hd\sigma .$$

Andererseits ist nach dem Ansatz für den Wärmeübergang

$$\delta q = -\alpha\vartheta\delta t .$$

Wenn daher in einem Augenblick die Feldstärke den Wert $H = H_0 + h$ hat und die Temperatur des Spinsystems $T = T_0 + \vartheta$ ist, so folgt zur Bestimmung von ϑ als Funktion der Zeit durch Gleichsetzen der beiden für δq angegebenen Ausdrücke

$$\left[\frac{\partial u}{\partial T} - H\frac{\partial \sigma}{\partial T}\right]\dot{\vartheta} + \alpha\vartheta = -\left[\frac{\partial u}{\partial H} - H\frac{\partial \sigma}{\partial H}\right]\dot{h} . \quad (1)$$

Die beiden Klammerausdrücke sind dabei eigentlich für die Werte $H = H_0 + h$ und $T = T_0 + \vartheta$ zu bilden. Da aber h und ϑ kleine Größen sind, kann man sie ohne Fehler für Wechselfelder h genügend kleiner Amplitude durch ihre Werte für $H = H_0$ (konstantes Hauptfeld) und $T = T_0$ (Temperatur des Bades) ersetzen.

Wenn nun

$$h = Ce^{i\omega t}$$

ist, so folgt aus Gleichung (1)

$$\vartheta = -\frac{i\omega\left[\frac{\partial u}{\partial H} - H\frac{\partial \sigma}{\partial H}\right]}{\alpha + i\omega\left[\frac{\partial u}{\partial T} - H\frac{\partial \sigma}{\partial T}\right]}h . \quad (2)$$

Nun gilt allgemein für kleine Werte von h und ϑ

$$\sigma = \sigma_0 + h\frac{\partial \sigma}{\partial H} + \vartheta\frac{\partial \sigma}{\partial T}$$

und das ergibt unter Berücksichtigung von Gleichung (2)

$$\frac{\sigma - \sigma_0}{h} = \frac{\frac{\partial \sigma}{\partial H} + \frac{i\omega}{\alpha}\left[\frac{\partial u}{\partial T} - H\frac{\partial \sigma}{\partial T}\right]\frac{\partial \sigma}{\partial H} - \left[\frac{\partial u}{\partial H} - H\frac{\partial \sigma}{\partial H}\right]\frac{\partial \sigma}{\partial T}}{1 + \frac{i\omega}{\alpha}\left[\frac{\partial u}{\partial T} - H\frac{\partial \sigma}{\partial T}\right]} . \quad (3)$$

1) C. J. Gorter, Physica **3**, 503, 1936, und weitere Arbeiten, Literatur bei F. Brons und C. J. Gorter, Physica **5**, 60, 1938.
2) W. J. de Haas und F. K. du Pré, Physica **5**, 501, 1938.
3) W. Heitler und E. Teller, Proc. Roy. Soc. London (A) **155**, 629, 1936.
4) H. B. G. Casimir und F. K. du Pré, Physica **5**, 507, 1938.

Ebenso wie man bei gewöhnlichen Wärmemessungen zwischen der spezifischen Wärme bei konstantem Druck c_p und der bei konstantem Volumen c_v unterscheidet, kann man im magnetischen Falle unterscheiden zwischen c_H, bei konstantem Magnetfeld gemessen, und c_σ, bei konstant gehaltener Magnetisierung gemessen. Es läßt sich nun zeigen, daß die Klammer hinter $\frac{i\omega}{\alpha}$ im Zähler den Wert $c_\sigma \frac{\partial \sigma}{\partial H}$ hat, während die Klammer hinter $\frac{i\omega}{\alpha}$ im Nenner einfach c_H ist. Die Gleichung (3) wird daher

$$\frac{\sigma - \sigma_0}{h} = \frac{\partial \sigma}{\partial H} \frac{1 + \frac{i\omega}{\alpha} c_\sigma}{1 + \frac{i\omega}{\alpha} c_H}. \qquad (4)$$

Wenn σ nur Funktion von $\frac{H}{T}$ ist, so ist $c_\sigma = 0$, und man kommt auf die von Casimir und du Pré abgeleitete Formel zurück. Bei Temperaturen unter dem mit Helium allein Erreichbaren ist indessen im vorliegenden Falle jene Vereinfachung nicht mehr gestattet, weil dann die kleinen Energiedifferenzen der den Elektronen zukommenden Energiestufen sich bemerkbar machen. Es gibt übrigens viele Fälle bei Salzen, die weniger geeignet sind zur Erreichung tiefster Temperaturen, in denen c_σ bei höheren Temperaturen schon nicht mehr vernachlässigbar ist. Es ist, wenn alles auf 1 g bezogen wird, $\frac{\sigma - \sigma_0}{h} = \chi$ die Suszeptibilität im Wechselfelde, die wegen der Relaxation in bekannter Weise einen komplexen Wert hat. Andererseits ist $\frac{\partial \sigma}{\partial H}$ die bei konstanter Temperatur gemessene statische Suszeptibilität χ_s. Man kann daher statt Gleichung (4) auch endgültig schreiben

$$\frac{\chi}{\chi_s} = \frac{1 + \frac{i\omega}{\alpha} c_\sigma}{1 + \frac{i\omega}{\alpha} c_H}. \qquad (4')$$

Der Beweis der Behauptung, welche zu Gleichung (4) führte, kann folgendermaßen geliefert werden.

Die Klammer im Nenner von Gleichung (3) lautet:

$$\frac{\partial u}{\partial T} - \frac{\partial \sigma}{\partial T}$$

und bedeutet also nach der für δq geltenden, am Anfang angegebenen Beziehung die bei konstant gehaltenem Magnetfelde zugeführte Wärme δq_H, dividiert durch die entstandene Temperaturerhöhung. Sie stellt also, wie behauptet, c_H dar. Um den zweiten Teil der Behauptung zu beweisen, beachte man zuerst[1]), daß man aus dem thermodynamischen Potential

$$\Phi = \Phi(H, T) = u - Ts - H\sigma$$

das Moment σ, die Entropie s und die Energie u erhält durch die Beziehungen

$$\sigma = -\frac{\partial \Phi}{\partial H}, \quad s = -\frac{\partial \Phi}{\partial T},$$

$$u = \Phi - T\frac{\partial \Phi}{\partial T} - H\frac{\partial \Phi}{\partial H}.$$

Es folgt dann sofort, daß

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial T} - H\frac{\partial \sigma}{\partial T} &= -T\frac{\partial^2 \Phi}{\partial T^2} \\ \text{und} \\ \frac{\partial u}{\partial H} - H\frac{\partial \sigma}{\partial H} &= -T\frac{\partial^2 \Phi}{\partial H\, \partial T}, \end{aligned}\right| \qquad (5)$$

wofür man nach der Formel für s auch schreiben kann

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial T} - H\frac{\partial \sigma}{\partial T} &= T\frac{\partial s}{\partial T} \\ \text{und} \\ \frac{\partial u}{\partial H} - H\frac{\partial \sigma}{\partial H} &= T\frac{\partial s}{\partial H}. \end{aligned}\right| \qquad (5')$$

Der Faktor von $\frac{i\omega}{\alpha}$ im Zähler von Gleichung (3) wird nun mit Rücksicht auf Gleichung (5'):

$$\frac{\partial \sigma}{\partial H}\left| T\frac{\partial \sigma}{\partial T} - T\frac{\partial s}{\partial H}\frac{\frac{\partial \sigma}{\partial T}}{\frac{\partial \sigma}{\partial H}} \right|. \qquad (6)$$

Wenn aber bei einem Versuch σ konstant gehalten wird, so gilt

$$\delta\sigma = \frac{\partial \sigma}{\partial H}\delta H + \frac{\partial \sigma}{\partial T}\delta T = 0. \qquad (7)$$

Man kann also unter diesen Umständen setzen

$$\frac{\frac{\partial \sigma}{\partial T}}{\frac{\partial \sigma}{\partial H}} = -\frac{\delta H}{\delta T}$$

1) Vgl. P. Debye, Ann. d. Phys. (5) **32**, 85, 1938.

und damit geht Gleichung (6) über in

$$\frac{\partial \sigma}{\partial H} = \frac{T \dfrac{\partial s}{\partial T} \delta T + T \dfrac{\partial s}{\partial H} \delta H}{\delta T}. \qquad (8)$$

Der Zähler des zweiten Faktors in Gleichung (8) bedeutet aber nach der allgemeinen Definition der Entropie die zugeführte Wärme während eines Prozesses, bei dem δT und δH aneinander so angepaßt sind, daß Gleichung (7) erfüllt ist, das heißt, daß die Magnetisierung konstant bleibt. An Stelle von Gleichung (8) kann also, wie behauptet, auch

$$c_\sigma \frac{\partial \sigma}{\partial H}$$

geschrieben werden.

Man kann noch bemerken, daß c_H stets größer als c_σ sein wird, solange die statische Permeabilität positiv ist, das heißt, Moment und Feld gleichzeitig zunehmen. Für die Klammer hinter $\frac{i\omega}{\varkappa}$ in Gleichung (3), von der wir soeben bewiesen haben, daß sie gleich $c_\sigma \frac{\partial \sigma}{\partial H}$ ist, kann nämlich unter Benutzung der zweiten Gleichung von (5) und der Definition von σ durch die Beziehung $\sigma = -\frac{\partial \Phi}{\partial H}$ auch geschrieben werden

$$c_\sigma \frac{\partial \sigma}{\partial H} = c_H \frac{\partial \sigma}{\partial H} - T \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T}\right)^2.$$

Es folgt also

$$c_H - c_\sigma = T \frac{\left(\dfrac{\partial \sigma}{\partial T}\right)^2}{\dfrac{\partial \sigma}{\partial H}},$$

so daß die Differenz positiv ist. Die Bemerkung ist von Bedeutung bei der Beurteilung der Frequenzabhängigkeit von $\frac{\varkappa}{\varkappa_s}$ nach Gleichung (4'), indem sie zeigt, daß für genügend große Frequenzen $\frac{\varkappa}{\varkappa_s}$ zwar im allgemeinen nicht verschwindet, aber doch kleiner als 1 werden sollte.

Berlin, Max-Planck-Institut, 30. Juli 1938.

(Eingegangen 30. Juli 1938)

Zur Struktur polierter Metallflächen[1])

Von E. Plessing

Aus seinen Untersuchungen an polierten Metalloberflächen mittels Elektroneninterferenzen schloß S. Dobinski[2]), daß man es bei den nicht unter Luftabschluß hergestellten Polierschichten in den meisten Fällen mit oxydierten Oberflächen zu tun hätte. Er erhielt für eine Reihe von Metallspiegeln, die unter Benzol und unter Vermeidung jeglicher Poliermittel wie Polierrot (Fe_2O_3), Chromoxyd (Cr_2O_3) usw., poliert waren, Resultate, die bei Kupfer, Nickel und Eisen von den Ergebnissen abwichen, die einige Jahre vorher von J. W. French sowie H. Raether[3]) erhalten worden waren. Von diesen Autoren wurde gefunden, daß das durch Reflexion von Elektronen an den in freier Luft und mit verschiedenen Poliermitteln bearbeiteten Oberflächen erhaltene Interferenzbild aus zwei breiten Ringen besteht. In der angeführten Tabelle sind die Netzebenenabstände in Ångströmeinheiten eingetragen, die an polierten, gehämmerten und gedrückten Oberflächen von H. Raether aus den Reflexionsdiagrammen erhalten worden waren. Die vorletzte Spalte zeigt die abweichenden, von Dobinski erhaltenen Werte. Da aus den Dobinskischen Versuchen schon weitere Schlüsse gezogen wurden, schien es notwendig, diese nochmals zu wiederholen.

Die polierten Metallspiegel wurden dadurch hergestellt, daß sie ebenfalls unter Benzol ohne Poliermittel auf sorgfältig gereinigtem Gazellenleder poliert wurden. Da es sich zeigte, daß der Polierprozeß bei Vermeidung jeglicher Poliermittel nur sehr langsam vor sich ging, wurde eine lederbespannte Drehscheibe, die unter Benzol lief, verwendet. Auf diese Weise konnte die Polierzeit auf 15 Stunden und länger ausgedehnt werden. Die Untersuchung in der Elektroneninterferenzkamera ergab bei Gold und Silber die alten, auch von Dobinski erhaltenen Werte. Dagegen bestätigen meine Versuche an *Ni*, *Cu* und *Fe*-Spiegeln (vgl. Spalte 6) nicht die Dobinskischen Ergebnisse, sondern die früheren Werte (siehe Spalte 4). Daß die von mir erhaltenen Ergebnisse durch Oxydation nicht gefälscht sind, zeigten folgende Versuche: Durch mäßiges Erhitzen der polierten Metallspiegel im Hochvakuum wurde die oberste, durch die

1) Vortrag, gehalten auf der Tagung des Gauvereins Thüringen-Sachsen-Schlesien in Breslau (Juni 1938).

2) S. Dobinski, Phil. Mag. **23**, 397, 1937.

3) H. Raether, Zeitschr. f. Phys. **86**, 83, 1933; J. W. French, Proc. Roy. Soc. **140**, 673, 1933.

Tabelle

1	2 Metallpulver Å	3 Feinkörniges Metallpulver Å	4 Raether Å	5 Dobinski Å	6 Verfasser Å
Au	2,35 (111)	2,19	2,32	2,23	2,25 ± 0,07
	2,03 (200)				
	1,44 (220)	1,33	1,29	1,27	1,29 ± 0,04
	1,23 (311)				
Ag	2,36 (111)	2,20	2,28	2,24	2,23 ± 0,07
	2,04 (200)				
	1,44 (220)	1,33	1,24	1,25	1,26 ± 0,04
	1,23 (311)				
Ni	2,03 (111)	1,90	2,24	1,99	2,22 ± 0,07
	1,76 (200)				
	1,24 (220)	1,15	1,26	1,16	1,27 ± 0,04
	1,06 (311)				
Cu	2,08 (111)	1,94	2,24	1,97	2,24 ± 0,07
	1,80 (200)				
	1,27 (220)	1,17	1,26	1,16	1,28 ± 0,04
	1,08 (311)				
α-*Fe*	2,03 (110)	2,03	2,25	1,97	2,32 ± 0,07
	1,43 (200)				
	1,17 (211)	1,17	1,25	1,16	1,30 ± 0,04

Bearbeitung verformte Schicht zum Rekristallisieren gebracht. Aus dem Interferenzbild konnte geschlossen werden, daß nunmehr die betreffende Metalloberfläche eine grobkristalline Struktur hatte und daß sie keine Andeutungen von Interferenzen des Metalloxyds zeigte. Hieraus ist also zu schließen, daß die „amorphen" *Cu*, *Ni*- und *Fe*-Schichten, die durch Bearbeitung der Oberfläche entstehen, einen von den verformten *Au* und *Ag* Schichten kaum abweichenden mittleren Atomabstand haben. Die Abweichung der Dobinskischen Ergebnisse kann man vielleicht darauf zurückführen, daß dieser infolge ungenügenden Polierens die Interferenzen des kristallinischen Materials erhielt, die wegen der Ausglättung der Oberfläche verbreitert sind, aber noch nicht diejenigen des vollkommen verformten Materials. Denn ein Vergleich der 3. und 5. Spalte zeigt, daß seine Werte mit dem Interferenzdiagramm eines feinkörnigen Metallpulvers gut übereinstimmen.

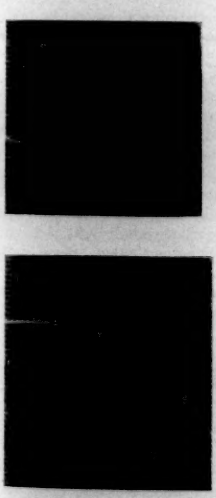

Fig. 1. Photometerkurven der Elektroneninterferenzaufnahmen an: a) einer kristallinen Goldfolie; b) einer verformten Goldfolie.

Da es wünschenswert ist, die durch Bearbeitung verformte Oberflächenschicht auch in Durchstrahlung zu untersuchen, um von einigen im Reflexionsfall möglicherweise störenden Einflüssen frei zu sein, wurde folgendes versucht: Von dünnen, einseitig bearbeiteten Metallfolien wurde die unbearbeitete Metallseite so weit abgeätzt, daß nur noch eine dünne Schicht auf der bearbeiteten Seite übrigblieb, die zur Durchstrahlung geeignet war. An Goldfolien, die bisher untersucht wurden, ergaben sich zum Teil Interferenzbilder, die eine grobkristalline Struktur der Goldfolie anzeigten und offenbar dadurch entstanden, daß die unbearbeitete Unterlage

durchstrahlt wurde. Zum Teil wurden Diagramme erhalten, die aus drei diffusen Ringen bestanden, wofür die Photometerkurve 1b ein Beispiel gibt. Zum Vergleich ist die Photometerkurve 1a einer kristallinen Goldfolie hinzugefügt. Vermutlich wurde im Fall 1b eine durch die Bearbeitung bereits stark beeinflußte Schicht durchstrahlt, die aber noch nicht so weit verformt war wie die oben erwähnten, mit Reflexion der Elektronen untersuchten Schichten, worauf die Trennung der Ringe (220) und (113) hindeutet. Es sind hierzu noch weitere Versuche im Gange, insbesondere mit anderen Metallfolien.

Jena, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 30. Juni 1938)

Bemerkung zu einer Arbeit von C. Tingwaldt[1]: „Die Absorption der Kohlensäure im Gebiete der Bande $\lambda = 4{,}3\,\mu$ zwischen 300° und 1000° abs.", sowie zu einer Arbeit von A. Schack[2]: „Über die Strahlung der Feuergase und ihre praktische Berechnung"

Von Othmar Bronder

C. Tingwaldt hat die Gesamtemission der Kohlensäure im Bereich der Bande bei $4{,}3\,\mu$ auf folgende Art bestimmt: Er mißt bei konstanter Temperatur die Durchlässigkeit $d(\lambda)$ einer CO_2-Schicht von der Dicke 3,3 mm in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Da für ein Gas die Absorption gleich $1 - d(\lambda)$ ist, ist auch diese bestimmt. Nun definiert der Verfasser als Gesamtemission bei einer bestimmten Temperatur den Ausdruck

$$\varepsilon = \frac{\int_0^\infty [1 - d(\lambda)]\, s(\lambda)\, d\lambda}{\int_0^\infty s(\lambda)\, d\lambda}\,; \qquad (1)$$

$s(\lambda)$ ist das Emissionsvermögen des schwarzen Körpers bei dieser Temperatur. Da in der vorliegenden Arbeit nur die von der 4,3-μ-Bande herrührende Emission von Interesse ist, wird $d(\lambda)$ für alle anderen Wellen gleich 1 gesetzt. Man erhält also die „Gesamtemission der 4,3-μ-Bande". Die Versuchsanordnung gestattet dem Verfasser, den Ausdruck (1) in Abhängigkeit von zwei Variablen zu bestimmen: der Temperatur T und des Partialdruckes p_{CO_2}; er füllt sein Absorptionsgefäß nämlich mit einem Stickstoff-Kohlensäure-Gemisch.

Nun liegt für ε auch eine Formel vor, die Schack aus theoretischen Überlegungen hergeleitet hat. Sie heißt:

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty \left(1 - \frac{1 - e^{-acl}}{acl}\right) \qquad (2)$$

in der von Tingwaldt angegebenen Schreibweise. In ihr ist: ε_∞ das Emissionsvermögen einer unendlich dicken Schicht, a eine Konstante, l die Schichtdicke der absorbierenden Schicht und c der Wert des Bruches: Partialdruck/Gesamtdruck, also die Konzentration der Kohlensäure. (Der Gesamtdruck bleibt in allen Versuchsreihen konstant, nämlich 1 Atm.)

Während in Gleichung (2) der Faktor ε_∞ von T abhängig ist, ist der Ausdruck in der Klammer Funktion von c. Tingwaldt stellt aber nun auf Grund seiner Messungen fest, daß die obige Formel Schacks nur dann bestätigt wird, wenn die „Konstante" a als temperaturabhängig angesehen wird; für a ermittelt er als passende Werte für seine Meßtemperaturen folgende:

Für $T =$	300	500	700	800	1000° K
ist $a =$	18	11	7,5	7	6
und $a \cdot T =$	5400	5500	5250	5600	6000

Man bemerkt hier eine gewisse Gesetzmäßigkeit, die Tingwaldt entgangen zu sein scheint. Bildet man nämlich das Produkt $a \cdot T$, so erhält man immer nahezu denselben Wert 5550. Die Abweichungen von dem Mittelwert können außer Betracht bleiben, da die Werte von a nicht genau genug bestimmt sind, so daß eine Abweichung von 10 Proz. als zulässig erscheint. Aus dem gleichen Grunde ist auch ein in den Werten von $a \cdot T$ anscheinend auftretender Gang nicht sicher. Jedenfalls kann man in erster Näherung das Produkt $a \cdot T$ als konstant annehmen. — Für diesen Sachverhalt läßt sich eine theoretische Begründung geben, wenn man die Gedankengänge Schacks in geeigneter Weise abändert. Da Tingwaldt dies nicht erwähnt, sei es im folgenden dargelegt.

Schack geht vom Beerschen Gesetz aus, welches eine Aussage macht über die Intensität J der durchgelassenen Strahlung einer absorbierenden Schicht von der Dicke l. Ist J_0 die einfallende Intensität, $A(\lambda)$ der sog. molekulare Extinktionskoeffizient und C die Konzentration (Anzahl der Mol pro Liter: n/V), so heißt das Beersche Gesetz für eine feste Wellenlänge:

$$J(\lambda) = J_0 \cdot e^{-A(\lambda) \cdot C \cdot l}\,. \qquad (3)$$

1) C. Tingwaldt, Phys. Zeitschr. **39**, 1, 1938.
2) A. Schack, Zeitschr. f. techn. Phys. **5**, 267, 1924.

1) Cl. Schaefer und F. Matossi, Das ultrarote Spektrum, S. 145. Berlin, J. Springer, 1930.

Statt dessen setzt aber Schack folgendes an:

$$J(\lambda) = J_0 \cdot e^{-f(\lambda)\cdot p\cdot l\ 1)} . \qquad (4)$$

Er berücksichtigt also nur die Proportionalität von C zu p. Tingwaldt führt dann noch statt p, das bei konstantem Gesamtdruck zu p proportionale c (Partialdruck/Gesamtdruck) ein. Wir wollen nun die Schackschen Gedankengänge wiederholen, setzen aber nach dem Gasgesetz für ideale Gase:

$$C = \frac{n}{V} = \frac{1}{R}\cdot\frac{p}{T} . \qquad (5)$$

Dann heißt das Beersche Gesetz, wenn man das Tingwaldtsche c einführt und alle Konstanten unter $K(\lambda)$ zusammenfaßt:

$$J(\lambda) = J_0 \cdot e^{-K(\lambda)\frac{c\cdot l}{T}} . \qquad (6)$$

Die Tingwaldtschen Messungen ergeben nun — ein an sich bekanntes Resultat —, daß das Beersche Gesetz, für eine feste Wellenlänge ausgesprochen, keineswegs erfüllt ist. $K(\lambda)$ ändert sich nämlich immer noch mit der Temperatur, und zwar deshalb, weil sich die ganze Bande mit wachsendem T nach längeren Wellenlängen verschiebt. Es ist daher interessant festzustellen, daß man durch die Integration über die Bande zu einer Größe kommen kann, die wirklich temperaturunabhängig ist. Wir bestimmen nach Schack die „Energie der durchgelassenen Strahlung" durch die Integration:

$$E_D = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} J(\lambda)\, d\lambda , \qquad (7)$$

wo $J(\lambda)$ durch Gleichung (6) gegeben ist. Um das Integral auszurechnen, muß $K(\lambda)$ bekannt sein. Hier genügt es, mit Schack eine schematisierte Bande anzunehmen, die durch die folgenden Festsetzungen definiert ist:

$$K(\lambda_1) = K(\lambda_2) = 0 ; \quad K\left(\frac{\lambda_1+\lambda_2}{2}\right) = K_0 . \qquad (8)$$

Zwischen diesen Punkten nehme $K(\lambda)$ einen linearen Verlauf an. λ_1, λ_2 sind die Grenzen, $\frac{\lambda_1+\lambda_2}{2}$ ist die Mitte der Bande. K_0 ist der Wert für $K(\lambda)$ in der Bandenmitte. Nun läßt sich die Integration (7) elementar durchführen; wir erhalten dann:

$$E_D = J_0 \cdot \Delta\lambda \frac{1 - e^{-K_0\frac{c\cdot l}{T}}}{K_0\cdot\frac{c\cdot l}{T}} . \qquad (9)$$

1) A. Schack, l. c. S. 270, Gleichung (4).

Hierbei ist J_0 im Bereich der Bande als konstant angesehen worden. Ferner ist zur Abkürzung $\lambda_2 - \lambda_1 = \Delta\lambda$ gesetzt worden. Von der durchgelassenen Energie können wir nun auf die absorbierte Energie schließen:

$$E_A = J_0 \cdot \Delta\lambda \cdot \left(1 - \frac{1 - e^{-K_0\frac{c\cdot l}{T}}}{K_0\cdot\frac{c\cdot l}{T}}\right) . \qquad (10)$$

Das Produkt $J_0\cdot\Delta\lambda$ bedeutet die eindringende Energie; wir können also den in der Klammer stehenden Ausdruck das „Absorptionsvermögen α der Bande" nennen. Das „Emissionsvermögen ε der Bande" berechnen wir nun nach dem Kirchhoffschen Gesetz:

$$\varepsilon = \alpha \cdot s , \qquad (11)$$

wobei s den Mittelwert des Emissionsvermögens des schwarzen Körpers im Bereich der Bande darstellt. Tingwaldt bezeichnet ihn mit ε_∞. Er ist durch folgendes Integral bestimmt:

$$\alpha = \varepsilon_\infty = \frac{1}{\Delta\lambda}\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s(\lambda)\, d\lambda . \qquad (12)$$

So erhalten wir also die Formel, die durch die Tingwaldtschen Messungen ihre Bestätigung erfahren hat:

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty\left(1 - \frac{1 - e^{-K_0\frac{c\cdot l}{T}}}{K_0\cdot\frac{c\cdot l}{T}}\right) . \qquad (13)$$

Hier hat die Konstante K_0 den Wert 5550.

Zusammenfassend kann man folgendes feststellen:

1. Bei der Herleitung einer Formel für die Gesamtemission einer Bande hat Schack die Temperaturabhängigkeit des Exponenten im Beerschen Gesetz übersehen.
2. Das empirische Material von Tingwaldt weist diese Temperaturabhängigkeit nach, die demgemäß mit der von Schack aufgestellten Formel nicht in Einklang ist.
3. Leitet man unter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit im Beerschen Gesetz nach den Schackschen Gesichtspunkten eine Formel für die Gesamtemission ab, so stellen die Messungen von Tingwaldt eine Bestätigung dieser Formel dar.

Breslau, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 30. Juni 1938)

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

Konrad Büttner, Physikalische Bioklimatologie. Probleme und Methoden. 155 S. Mit 37 Abb. Leipzig 1938. Akademische Verlagsges. Geb. RM 11.20.

Verfasser hat sich der dankenswerten Aufgabe unterzogen, die über eine umfangreiche Literatur verstreuten Ergebnisse der Arbeiten über physikalische Bioklimatologie in dem vorliegenden Werk zu vereinigen. Wie schon aus dem Vorwort hervorgeht, richtet sich diese Monographie an den Meteorologen und an den Mediziner, der hier nicht nur auf die gesicherten physikalischen und biologischen Erkenntnisse hingewiesen, sondern darüber hinaus auch zur Weiterarbeit für verschiedene Fragestellungen angeregt wird. Bei der großen Bedeutung der Bioklimatologie für die verschiedensten, zum Teil noch recht unverständlichen biologischen Vorgänge kann es nur begrüßt werden, daß hier neben den theoretischen und physikalischen Angaben auch kurz auf die Methodik derartiger Untersuchungen hingewiesen wird.

Brüggemann.

Spezialarbeiten aus dem Geophysikalischen Institut und Observatorium der Universität Leipzig. 8. Band. Hrsgeg. von L. Weickmann. Leipzig 1936/37.

Der vorliegende Band enthält, wie seine Vorgänger, eine Sammlung wertvoller Abhandlungen, die als Leipziger Dissertationen erschienen sind, und gibt damit ein Bild von den vielseitigen Arbeiten im Leipziger Institut. Es enthalten Heft 1: R. Faust, Das Abkühlungsklima im Walde und auf freiem Felde nach Frigorimeterregistrierungen; Heft 2: J. Herzog, Thermische Untersuchungen in Waldteichen; Heft 3: F. Müller, Die Strömungen der Atmosphäre über Teneriffa; Heft 4: R. Penndorf, Beiträge zum Ozonproblem; Heft 5: R. Stange, Messungen mit dem Bergmannschen Sichtmesser.

Das Hauptthema von Heft 1 bildet eine Untersuchung der kleinklimatischen Verschiedenheiten der Abkühlungsgröße zwischen Wald und Feld, wobei sich der Wärmeschutz des Waldes im Mittel auf 25 Proz. der Abkühlungsgröße bestimmen läßt. Bei Aufstellung zweier Frigorimeter am gleichen Ort ergibt sich die Möglichkeit, den abkühlenden Einfluß des Windes zu trennen von der Effektivstrahlung der auf 37° gehaltenen Kupferkugel des Instrumentes. Für die Abhängigkeit der Abkühlung vom Wind wird dabei Übereinstimmung mit den Angaben von Büttner gefunden.

In Heft 4 wird ein recht guter Überblick über unsere Kenntnisse vom Aufbau der Stratosphäre, vom atmosphärischen Ozon und den physikalischen Vorgängen bei der Strahlungsabsorption besonders im Hinblick auf das Ozon gegeben. Besonders besprochen werden die Entstehung durch photochemische Prozesse und die Verteilung des Ozons in der Höhe. Eine Durchrechnung des Strahlungshaushaltes ergibt, daß ein Strahlungsgleichgewicht nicht besteht. Die Sonnenstrahlung erwärmt die Schichten von 40–50 km, die nächtliche Strahlung bedingt eine Erwärmung bis etwa 30 km hinauf, darüber Abkühlung. Die drei Erwärmungs- bzw. Abkühlungsgeschwindigkeiten sind dabei von der Größenordnung 10^{-1} bzw. 10^{-3} bzw. 10^{-2} °/Tag; insbesondere ist also die Erwärmung der obersten Schichten durch die Sonne noch mindestens 10mal größer als die Abkühlung. Zahlenangaben für die Temperatur lassen sich daraus nicht ziehen, wohl aber gibt die Rechnung eine Stütze für die aus anderen Beobachtungen bekannte Temperaturzunahme mit der Höhe.

In Heft 5 wird neben technischen Erfahrungen, die mit dem Bergmannschen Sichtmesser gewonnen sind, über den täglichen Gang sowie meteorologische Zusammenhänge der Meßergebnisse berichtet. Hierbei fällt auf, daß die Zahlenwerte der speziellen Trübungsfaktoren, die sich aus den Sichtmessungen ableiten lassen, erstaunlich hoch, meist oberhalb 1000 liegen. Dies veranlaßt den Verfasser, eine neue Definition für den speziellen Trübungsfaktor zu fordern.

F. Möller.

Berichtigung

zur Arbeit von Heidenreich und Jäger, S. 541 des laufenden Jahrgangs:

Die Unterschrift von Abb. 6, S. 544, muß heißen:

Abb. 6. Verhältnis Beton/Blei in Abhängigkeit von der Spannung.

1. Von Rump berechnete Äquivalentwerte für 1 cm Blei und homogene Strahlung. 2. Bei Toleranz-Dosisleistung 10 $\mu r/s$. 3. Äquivalentwerte für 2 mm Blei.

NACHRICHTEN

Normung der Winkeleinheiten und Winkelteilungen. Normblatt Din 1315 unterscheidet folgende Winkeleinheiten: Altgrad (90. Teil des rechten Winkels), Neugrad (100. Teil des rechten Winkels), Radiant und Rechter Winkel. Beuth-Vertrieb, Berlin SW 68.

Ernannt: Der Professor an der Universität von Allahabad, Dr. M. N. Saha, zum Palit Professor of Physics an der Universität von Calcutta.

Gestorben: Der Professor für anorganische Chemie an der Staatlichen Hochschule für angewandte Technik in Köthen, Dr. Ferdinand Krauß (früher an der Technischen Hochschule Braunschweig), der frühere Präsident der Institution of Electrical Engineers W. M. Mordey in Warlingham (England), der Betriebsführer der Firma Hartmann & Braun, Frankfurt a. M., Dr. Robert Hartmann-Kempf, der ord. Professor für allgemeine Elektrotechnik und elektrische Meßkunde an der Technischen Hochschule Dresden, Dr. Adolf Güntherschulze, der frühere ord. Honorarprofessor für organische Chemie an der Universität Leipzig Dr. Hans Stobbe, der frühere ord. Professor der Mathematik an der Bergakademie Freiberg Geheimer Bergrat Dr. Erwin Pepperitz.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — D. A. 1330, II. Vj. 1938. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.